# Der tägliche Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre in seiner Abhängigkeit von den Jahreszeiten

---

**Inaugural-Dissertation**

zur Erlangung der Doktorwürde
genehmigt von der Philosophischen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Berlin


Von

**Helmut Stapf**
aus Berlin



Tag der Promotion: 27. 7. 1934

Tag der mündlichen Prüfung: 17. 5. 1934

Dr. Emil Ebering, Berlin NW 7, Mittelstraße 29



393

Referenten: Prof. Dr. H. von Ficker
Prof. Dr. A. Defant

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

# Einleitung.

Der tägliche Luftdruck- und Temperaturgang gehört zu den meistbearbeiteten Problemen in der Meteorologie. Wenn wir uns daher hier mit dem Spezialfall der freien Atmosphäre befassen, dürfte es angebracht erscheinen, eingangs eine kurze Übersicht über die wesentlichsten Arbeiten zu geben, die bisher auf diesem Gebiet erschienen sind. Wie in der ganzen Untersuchung wollen wir auch hier zunächst den täglichen Luftdruckgang behandeln.

Schon ziemlich früh ist die tägliche Schwankung des Barometers aufgefallen, und zwar geschah das zuerst gegen Ende des 17. Jahrhunderts in den Tropen, wo diese Erscheinung am deutlichsten und ungestörtesten auftritt. Das größte Erstaunen dabei erregte — abweichend von dem täglichen Gang der anderen meteorologischen Elemente — die doppelte Periode. Hierdurch wurde man unwillkürlich veranlaßt, Parallelen zu Ebbe und Flut zu ziehen; doch wurde es bald klar, daß eine reine Gravitationserscheinung hier nicht vorliegen könnte, da ja dann die Mondperiode ganz besonders deutlich vorhanden sein müßte, während sich die tägliche Luftdruckschwankung nach der wahren Ortszeit richtet. Die tägliche Erwärmung der Atmosphäre schien also doch die Hauptursache zu sein. Hierauf fußten denn auch sämtliche ersten Erklärungsversuche. Ramond (1808), Kämtz (1832) und Renou (1878) z. B. nahmen im wesentlichen an, daß über den am meisten erwärmten Meridianen infolge Abfließens der Luft in der Höhe ein Nachmittagsminimum des Luftdrucks entsteht, während rechts und links davon infolge Ansammelns der abgeflossenen Luft Drucksteigerung, also Luftdruckmaxima eintreten; dazwischen würde noch ein kleines relatives, nicht reelles Nachtminimum liegen. — Eine theoretisch interessantere Theorie stammt von Espy (1840), Davis (1859), Kreil (1861) und Blanford (1888), die das Vormittagsmaximum dadurch erklären wollten, daß

sich zur Zeit der stärksten Temperaturzunahme die Luft der untersten Atmosphärenschichten gegen die sie fest umhüllenden, sehr kalten oberen Schichten nicht schnell genug ausdehnen könnte, wodurch in diesem Fall das Barometer nicht das Gewicht der über ihm befindlichen Luftsäule, sondern als Manometer den Reaktionsdruck der sich rasch ausdehnenden Luft angibt. Das Abendmaximum entstände dadurch, daß die infolge der Abkühlung, besonders der oberen Schichten, niedersinkende Bewegung der sich zusammenziehenden Atmosphäre zwischen 19 und 22 Uhr eine gewisse Hemmung erleidet. — Beide Erklärungsarten werden jedoch unhaltbar, wenn man die verschiedenen Eigenschaften der täglichen Luftdruckschwankung näher untersucht, bzw. überlegt, ob die der betr. Theorie zugrunde liegenden Luftbewegungen physikalisch überhaupt möglich sind. So ist z. B. nach Ramond, Kämtz und Renou nicht das starke Morgen- und das schwache Nachmittagsminimum an der Küste und auf Berggipfeln zu erklären. Andererseits liegt bei Espy usw. die Idee eines „auf-, bzw. absteigenden Luftstroms", d. h. eines allgemeinen gleichzeitigen Aufsteigens, bzw. Herabsinkens der Luft über der ganzen Gegend zugrunde, während in Wirklichkeit die tägliche Erwärmung der Atmosphäre vom Boden aus ganz anders, nämlich durch Konvektion vor sich geht; und dabei können nicht so große Spannungen auftreten, wie sie zur Erklärung des vormittäglichen Luftdruckmaximums benötigt würden.

Einen wesentlichen Fortschritt in unserer Erkenntnis bedeuteten erst die Arbeiten von L a m o n t (1862), der mittels der harmonischen Analyse den täglichen Luftdruckgang in zwei Sinuswellen von ganz- und halbtägiger Periode zerlegte. Hierbei gelangte er zu dem wichtigen Ergebnis, daß die ganztägige Luftdruckschwankung völlig durch lokale Einflüsse bedingt ist (tägliche Wärmeschwankung, Land- und See-, Berg- und Talwinde usw.), während sich die halbtägige Welle durch eine erstaunliche Unabhängigkeit von den örtlichen Verhältnissen auszeichnet, was Lamont auf einen kosmischen Ursprung dieses „Ebbe- und Flutgliedes" zurückführte. — Die ganztägige Luftdruckschwankung war also erklärt, unbekannt aber war noch die Ursache der halbtägigen, denn Lamonts Ansicht vermochte in dieser Hinsicht nicht zu befriedigen; besonders das Überwiegen des halbtägigen Gliedes über das ganztägige war noch zu ergründen.

Hier gab Lord Kelvin (William Thomson) (1882) [11] den Anstoß zur Vollendung der Theorie des täglichen Luftdruckganges. Er gab der Vermutung Ausdruck, daß die relative Größe der halbtägigen Welle wahrscheinlich dadurch zu erklären sei, daß die Periode der freien Schwingung unserer Atmosphäre viel weniger nahe an 24 Stunden liege, wie beim halbtägigen Glied an 12 Stunden, so daß bei diesem Glied durch einen verhältnismäßig kleinen Betrag der „fluterzeugenden Kraft" trotzdem eine große Schwankung erzielt werde. Er wies auch schon auf das Rechenverfahren hin, dessen sich Laplace in der Gezeitentheorie bedient hat. — An diesem Punkt setzt nun Margules (1890, 1892, 1893) [15] mit seinen Untersuchungen ein, die schließlich zu einer Erklärung des ganzen Problems geführt haben, die man wohl im wesentlichen als endgültig bezeichnen kann, wenn auch im Laufe der Zeit hier und da noch Ergänzungen hinzugekommen sind.

Er ging von der gesicherten Annahme aus, daß die doppelte tägliche Luftdruckschwankung unter allen Umständen eine durch eine periodische Kraft erzwungene Schwingung der gesamten Atmosphäre ist. Nun ruft nach Margules jede der Temperatur-Sinuswellen, in die man den täglichen Temperaturgang zerlegen kann, eine zu ihr gehörige Druckwelle mit gleicher Periode hervor. Wenn also die Periode der freien Schwingung der Atmosphäre mit einem Maximum nicht nahe bei 24 Stunden, der Periode der durch den Temperaturgang erzwungenen einfachen Schwingung, liegt, wenn dagegen die Periode der freien Druckwelle mit zwei Maxima zufällig nahe bei 12 Stunden, der Periode der erzwungenen doppelten Schwingung, liegt, dann wird die doppelte tägliche Luftdruckschwankung die Haupterscheinung sein; denn die Amplitude einer erzwungenen Schwingung wird umso größer, je weniger sich die Periode der freien Schwingung von der Periode der störenden Kraft unterscheidet. — Margules berechnete nun die in unserer Atmosphäre möglichen freien Schwingungen und kam zu folgendem Ergebnis: Bei einer ruhenden Erde und zonaler Druckverteilung sind die freien Schwingungen mit 1 und 2 Maxima beide ungefähr gleich weit von 12, bzw. 24 Stunden entfernt. Wenn man auch noch Druckgradienten in Richtung der Parallelkreise annimmt, so beträgt die Schwingungsdauer der freien Schwingung mit 1 Maximum nur 13,9 Stunden, bei 2 Maxima jedoch 11,94 Stunden; auch bei Ein-

führung der Reibung bleibt letztere sehr nahe bei 12 Stunden. Das doppelte Glied wird also im täglichen Luftdruckgang relativ groß erscheinen, trotz der geringen Amplitude der 12stündigen täglichen Temperaturschwankung, durch die es hervorgerufen wird.

Diese Theorie ist in ihren Grundzügen auch heute noch unbestritten. Trotzdem sind aber hier noch einige andere Ansichten zu erwähnen. Arrhenius (1903) glaubte die Ursache der doppelten täglichen Luftdruckschwankung im Strahlungsdruck suchen zu müssen, d. i. der Druck, den die aus dem Weltenraum zur Erde kommenden Korpuskel in großen Höhen auf die Atmosphäre ausüben, — eine Anschauung, die bisher unbeachtet geblieben ist. — Spitaler (1921) [14] bezeifelte, daß die halbtägige Temperaturwelle so starke Wirkungen haben soll, und stellt eine Theorie der doppelten täglichen Luftdruckschwankung auf, der die Annahme zugrunde liegt, daß sich die einzelnen Luftteilchen völlig frei wie selbständige Monde um die Erde, also auch mit dieser um die Sonne bewegen können, und wendet hierauf die Keplerschen Gesetze an. Er kommt dabei zu dem Ergebnis, daß die doppelte tägliche Luftdruckschwankung nichts anderes sei als eine Folge der durch die Sonne hervorgerufenen Flut, wobei aber die fluterzeugenden Kräfte bisher „irrtümlich" mehr als 100mal zu klein angesetzt worden seien. — Schon Dietzius (1921) [3] weist kurze Zeit darauf auf den falschen Ansatz bei Spitaler hin, da die Fesselung der Luftteilchen durch Reibung völlig unberücksichtigt geblieben wäre. Aber auch er kann sich mit Margules' Theorie nicht recht befreunden, wenn er auch davon ausgeht. Er hält die halbtägige Luftdruckwelle für eine Ebbe und Flut der Luft, wobei die Gezeitenkräfte der Sonne mit ihrer 12stündigen Periode die Atmosphäre, die ja nach Margules auf eine solche Schwingungsdauer abgestimmt ist, in Mitschwingen versetzen; der Einfluß des Mondes tritt trotz weit größerer Gezeitenkräfte dagegen völlig zurück, da deren Periode 12½ Stunden beträgt.

In der letzten Zeit haben sich besonders Chapman und Bartels [1] mit diesen Problemen befaßt. Chapman vereinigt die Kelvin-Margules'sche Theorie mit Dietzius' Anschauungen, indem er zu dem Ergebnis kommt, daß sich die doppelte tägliche Luftdruckschwankung aus einem thermischen und einem (solaren) Gravitationsanteil zusammensetzt, die beide durch Resonanz ver-

größert werden. Nach Bartels verhalten sich diese beiden Anteile zueinander wie 3 : 2. Eine reine Gravitationsflut kann die halbtägige Luftdruckwelle deshalb nicht sein, weil ihr Maximum 2 Stunden v o r der Sonnenkulmination eintritt. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist der Nachweis einer lunaren halbtägigen Luftdruckschwankung, also einer wirklichen Ebbe und Flut der Atmosphäre, deren Amplitude allerdings verschwindend klein ist; dafür aber tritt sie mit einer ganz erstaunlichen Regelmäßigkeit auf.

Zu diesen Schwingungen der Atmosphäre, bei denen es sich durchweg um wandernde Wellen handelt, kommt nun noch, wie Adolf S c h m i d t zuerst nachgewiesen hat, eine stehende halbtägige Welle hinzu. Diese macht sich wegen ihrer geringen Amplitude allerdings nur in den höheren nördlichen und südlichen Breiten bemerkbar, wo die Amplituden der wandernden Welle sehr klein sind; zwischen den Breitenkreisen von 60° dagegen wird sie fast völlig von letzterer überdeckt. — Als Ursache gibt Bartels folgendes an ([1], S. 201): „Die halbtägige zonale Druckschwingung geht sicherlich auf ein äquivalentes Glied in der Verteilung der halbtägigen Temperaturschwankung zurück, das durch die Verteilung von Land und Meer bedingt sein wird."

Bei der harmonischen Analyse des täglichen Luftdruckganges hatte sich auch ein dritteltägiges Glied, mit achtstündiger Periode also, ergeben. Dieses ist öfters nur für ein Korrektionsglied gehalten worden, dem jede theoretische Bedeutung abzusprechen ist. Doch ist es hier vor allem das Verdienst H a n n s, nachgewiesen zu haben, daß diese Welle kein bloßes Rechenergebnis ist, sondern eine universelle Schwingung wie die halbtägige [7]. Das geht besonders aus ihrer regelmäßigen Verteilung über die ganze Erde hervor, wobei sie von lokalen Verhältnissen ziemlich unabhängig ist. Ihre Ursache ist, wie Bartels gezeigt hat, in der dritteltägigen Temperaturwelle zu suchen; beiden ist das charakteristische Umschlagen der Phase vom Sommer zum Winter gemeinsam.

Die bisher besprochenen Arbeiten haben sich größtenteils mit dem täglichen Luftdruckgang als universelle Erscheinung befaßt. Einzeluntersuchungen über den Einfluß der geographischen Breite und der örtlichen Verhältnisse, z. B. Land und See, Berg und Tal und dergl. stammen hauptsächlich von J. von H a n n. Es würde zu weit führen, hier alle seine Veröffentlichungen über diese Probleme

einer Besprechung zu unterziehen; uns interessieren besonders die tägliche Luftdruckschwankung in der freien Atmosphäre und die Ergebnisse, zu denen Hann hierbei gelangt ist. Doch hier ist festzustellen, daß er sich darauf beschränkt hat, den Einfluß der Seehöhe im Gebirge zu behandeln; seine Resultate auf die freie Atmosphäre, die die Alpen umgibt, auszudehnen, lehnt er ab — obgleich er, wie wir später sehen werden, fast durchweg dazu berechtigt gewesen wäre, da die meisten seiner Stationen die gleichen sind wie die in der vorliegenden Arbeit benutzten. Seiner Meinung nach macht sich der Einfluß der Lage und Umgebung einer Station unter allen Umständen in der täglichen Luftdruckschwankung bemerkbar, auch im universellen halbtägigen Glied; er schreibt darüber [5]: „Die Erhebungen der Erdoberfläche aber, sei nun der Beobachtungsort auf einem Berggipfel oder in einem Hochtal gelegen, bedingen immer in Folge der Variationen der Erwärmung des Erdbodens Einflüsse sekundärer Ordnung auf den täglichen Gang des Barometers, durch welche derselbe örtlich modifiziert und verschieden wird von jenem täglichen Gange, wie er in der freien Atmosphäre in gleicher Höhe sein würde. Diese sekundären Einflüsse, die hauptsächlich in örtlichen periodischen Umlagerungen der Luftmassen im Laufe eines Tages bestehen, treten auch in höheren Breiten, namentlich im Sommer, mit großer Energie auf, und sind deshalb sehr geeignet, die normale halbtägige Oscillation des Barometers .... erheblich zu entstellen.“ Wir wollen aber seine Ergebnisse trotzdem hier kurz anführen. Beim ganztägigen Glied ist natürlich der Einfluß der Höhe besonders ausgeprägt: Die Amplitude nimmt anfangs rasch ab und von einer gewissen Höhe an wieder zu; damit verbunden ist ein Umschlagen der Phase um rund 180°. Auf die Erklärung dieser Erscheinung werden wir bei der Besprechung unserer eigenen Resultate noch zurückkommen. — Das halbtägige Glied zeigt folgendes Verhalten: Mit zunehmender Höhe ist eine Abnahme der Amplitude, und zwar ungefähr proportional der Abnahme des Luftdrucks, und eine Verspätung des Phasenwinkels verbunden. Diese Änderungen glaubt Hann durch die „thermische“, d. h. durch den täglichen Wärmegang der Luftschichten unterhalb der betreffenden Station verursachte, Druckschwankung erklären zu können. Doch wird nachher hierzu noch einiges zu sagen sein. — Beim dritteltägigen Glied stellt Hann mit der Höhe eine Verspätung der Phase und eine

Verringerung der Amplitude fest, die etwas rascher verläuft wie die Abnahme des Luftdrucks. Amerikanische und indische Höhenstationen aber scheinen nicht dasselbe klare Bild zu liefern.

Wir wollen nun noch kurz einige Arbeiten besprechen, die den täglichen Temperaturgang in der freien Atmosphäre behandeln. Naturgemäß konnte man erst ziemlich spät an die Untersuchung dieser Fragen gehen, soweit man sich wenigstens auf Material stützen wollte, das mittels aerologischer Drachen- und Ballonaufstiege gewonnen wurde. Das wesentlichste Ergebnis früherer Freiballonfahrten war die Feststellung gewesen, daß die tägliche Temperaturperiode sehr schnell mit der Höhe abnimmt. Die erste Bearbeitung aerologischen Materials, das Lindenberger Aufstiege geliefert hatten, im größeren Stil erfolgte durch Reger (1912) [12]; dieser kam dabei zu folgendem auffälligen Ergebnis: „Der doppelte tägliche Temperaturgang ist eine reelle und ganz allgemeine Erscheinung unserer Atmosphäre. Der wirkliche Temperaturgang, wie er im Laufe eines Tages beobachtet wird, entsteht aus der Übereinanderlagerung einer einfachen, von der Erdoberfläche (oder einer diese ersetzenden Wolkenoberfläche, Inversionsschicht) abhängigen und einer doppelten, von der Unterlage wahrscheinlich unabhängigen Temperaturwelle. In den bodennahen Schichten ist der Einfluß der einfachen Welle so groß, daß derjenige der doppelten dagegen fast verschwindet; mit zunehmender Höhe wird er jedoch geringer und hört schließlich ganz auf. Wir dürfen annehmen, daß von einem gewissen Niveau ab, dessen Höhe nach Jahreszeit, Witterung und geographischer Lage variiert, in der freien Atmosphäre nur noch die tägliche Doppelwelle der Temperatur existiert.“ Damit hängt seines Erachtens auch das Überwiegen des halbtägigen Gliedes der täglichen Luftdruckschwankung unmittelbar zusammen. — Hergesell brachte im Jahre 1922 eine Bearbeitung von Lindenberger Aufstiegen heraus [10], die sich auf wesentlich mehr Material stützte. Doch war das Ergebnis hier noch eigenartiger: Nicht eine halb-, sondern sogar eine dritteltägige Temperaturwelle schien die Haupterscheinung in der freien Atmosphäre zu sein. Hergesell glaubt das durch Advektion erklären zu können, worauf wir später noch werden zu sprechen kommen.

Mit der Art der Fortpflanzung des täglichen Wärmeganges vom Boden aus in die Atmosphäre befaßt sich eine Arbeit von W.

Schmidt [13]: An Hand von Beobachtungen auf dem Eiffelturm usw. kommt er zu dem Ergebnis, daß man sich die tägliche Temperaturschwankung in der freien Atmosphäre in ein mit der Höhe konstantes „Strahlungsglied" und in ein „Leitungsglied" zerlegt denken könnte.

Bei diesen Untersuchungen, mit Ausnahme der letzteren, die sich aber nur auf die untersten Schichten der Atmosphäre bezieht, ist der Hauptnachteil das — im Grunde genommen — doch recht spärliche und unsichere Material; das wird einem besonders klar werden, wenn man an das Material denkt, das uns zur Berechnung von täglichen Gängen an festen Stationen zur Verfügung steht. Die Ergebnisse dieser aerologischen Arbeiten sind ja auch nicht unwidersprochen geblieben. Und so ist es denn ganz begreiflich, daß man nach Mitteln und Wegen sann, den täglichen Gang eines meteorologischen Elements in der freien Atmosphäre aus Beobachtungen, bzw. Registrierungen an Bergstationen berechnen zu können. Der erste, der hier eine brauchbare Methode angab, war m. W. wieder J. von Hann, der aus den Unterschieden des Luftdruckganges an einer oberen und einer unteren Station den mittleren Temperaturgang der dazwischen liegenden Luftschicht berechnete. Er hat aber mehrfach darauf hingewiesen, daß es ihm dabei nicht auf exakte Berechnung ankam, sondern nur auf eine ungefähre Beurteilung der Temperaturverhältnisse in der Luftschicht zwischen den beiden Stationen, um daraus Anhaltspunkte zur Erklärung der Veränderungen des täglichen Luftdruckganges mit der Höhe zu gewinnen. — Eine ganze Weile später (1919) veröffentlichte Hergesell eine Mitteilung über dieselbe Frage [9]: Er leitete aus der barometrischen Höhenformel eine Gleichung ab, mit deren Hilfe man aus dem täglichen Luftdruckgang in einer bestimmten Höhe und aus der Änderung desselben mit der Höhe den täglichen Temperaturgang in dieser Höhe bestimmen konnte. Auf diese Weise berechnete er die Koeffizienten der Sinusreihen des täglichen Temperaturganges für das Höhenintervall 600—3000 m Seehöhe; doch aus dem Umstand, daß er dazu lediglich die Sommermonate eines einzigen Jahres von nur 5 Stationen benutzte, darf man wohl annehmen, daß es ihm nur darauf ankam, Zahlenbeispiele für die Anwendungsweise seiner Gleichung zu geben.

Die wichtigste Arbeit in dieser Richtung stammt von A. Wag-

n e r. Als Vorarbeit zu seiner neuen Theorie der Berg- und Talwinde befaßte er sich damit, den täglichen Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre und in Gebirgstälern zu bestimmen [16]. Er erbrachte dabei den Nachweis, daß der Luftdruckgang an einer vollkommen frei gelegenen Gebirgsstation derselbe ist wie der in der freien Atmosphäre in gleicher Höhe, daß also eine lokale Beeinflussung der Beobachtungen im Sinne J. von Hanns nicht existiert. Aus den Luftdruckregistrierungen an mehreren Stationen von verschiedener Seehöhe (München — als Fußstation — bis Montblanc) wurden mit Hilfe der Formel von Hergesell die täglichen Temperaturgänge in den verschiedenen Höhenstufen abgeleitet, und aus den Ergebnissen war klar und deutlich zu ersehen, daß sich sowohl der tägliche Luftdruck- als auch der Temperaturgang vollkommen gesetzmäßig mit der Höhe ändert. Damit war also der Beweis erbracht, daß man zur Ableitung von täglichen Gängen in der freien Atmosphäre, zum mindesten in ziemlich weiter Umgebung der Alpen, mit befriedigender Genauigkeit das Material von bestimmten Gebirgsstationen benutzen kann. Und darauf wird man wohl solange angewiesen sein, bis die aerologischen Methoden die zu diesen Zwecken unbedingt erforderliche Genauigkeit erreicht haben, und bis vor allem genügend einwandfreies Material dieser Art vorliegt.

Diese Untersuchungen von A. Wagner erstreckten sich indessen nur auf die 4 Sommermonate Mai bis August. Es erschien daher zweifellos naheliegend, die gleiche Arbeit auch für die übrigen Jahreszeiten durchzuführen und zu sehen, wie sich sowohl der tägliche Luftdruck- als auch der Temperaturgang dabei ändert, ob und wie weit sich hierbei Abweichungen ergeben, und welche Schlußfolgerungen hieraus zu ziehen sind. Das ist der Zweck der vorliegenden Abhandlung.

## Das Material.

Zur Ableitung des mittleren täglichen Luftdruckganges für eine bestimmte Jahreszeit an einer beliebigen Station braucht man Luftdruckaufzeichnungen, die sich über eine ganze Reihe von Jahren erstrecken. In der vorliegenden Untersuchung wurden immer je 4 Monate zu einer Jahreszeit zusammengefaßt, und zwar November

—Februar zu Winter, März—April und September—Oktober zu Äquinoktien und Mai—August zu Sommer. Für jeden Monat wurden, soweit dies möglich war, die Beobachtungen von 10 Jahren benutzt, so daß also in diesem Falle einer Jahreszeit 40 Monate zugrunde gelegt werden konnten.

Unter den Gebirgsstationen gibt es ja eine ganze Anzahl, die auch regelmäßige Luftdruckregistrierungen liefern. Doch kommen von Anfang an von diesen für die Zwecke der vorliegenden Arbeit nur recht wenige in Betracht, teilweise allein schon deshalb, weil sich die Luftdruckbeobachtungen erst über eine zu kurze Zeit erstrecken. Ein anderer Grund für das Ausscheiden einer Station sind Mängel infolge ungünstiger Aufhängung des Barometers, bzw. Aufstellung des Barographen, wie dies z. B. bei der alten von J. v. Hann benutzten Obirreihe der Fall ist, worauf auch schon dieser hingewiesen hat. Der ausschlaggebende Punkt für die Verwertung einer Gebirgsstation ist jedoch seine Lage. Wie ich schon in der Einleitung hervorgehoben habe, kommen für die Zwecke dieser Untersuchung nur solche Stationen in Frage, in deren Niveau vollkommen freie und ungehinderte Verbindung mit der freien Atmosphäre über der Ebene besteht, so daß sich Luftdruckdifferenzen infolge verschiedener Erwärmung der Luft an der Gebirgsstation und in gleicher Höhe in der freien Atmosphäre schnellstens ausgleichen können. Talstationen fallen also von vornherein aus, ebenso alle Hangstationen, die unterhalb der „effektiven Kammhöhe“ liegen, d. i. nach A. Wagner jene Höhe ([16], S. 338), „von welcher an über der Talsohle praktisch derselbe tägliche Luftdruckgang herrscht wie in gleicher Höhe über der benachbarten Ebene“.

Wenn man nach diesen Gesichtspunkten das zur Verfügung stehende Material sichtet, so bleiben nur recht wenig Stationen übrig. Von diesen wurden in der vorliegenden Arbeit folgende benutzt: München (als Fußstation, 522 m), Hohenpeissenberg (994 m), Wendelstein (1727 m), Schafberg (1780 m), Obir (2040 m), Säntis (2500 m), Zugspitze (2960 m) und Sonnblick (3106 m). Hierzu ist zu bemerken, daß schon unter diesen Stationen sich einige befinden, deren Luftdruckbeobachtungen sich über weniger als 10 Jahre erstrecken. A. Wagner hat für den Sommer noch 3 kurze Reihen von Stationen über 4000 m zur Verfügung gehabt: Montblanc-Gipfel (4807 m), Observatorium Vallot

am Montblanc (Bosses, 4359 m) und Capanna Margherita auf dem Monte Rosa (4560 m); diese drei kurzen Reihen hat er zusammengefaßt und ihrer mittleren Höhe, 4575 m, zugeschrieben. Bei den übrigen Stationen wurden folgende Jahre benutzt: München 1883—92; Hohenpeissenberg, Säntis und Zugspitze 1911—20; Obir 1927—31 (die man mit Sicherheit als von den von J. v. Hann bemerkten Mängeln frei ansehen kann); Wendelstein 1885—92 (hierbei fehlen aber das Jahr 1891, sowie Februar und März 1886 und September 1888). Für den Schafberg entnahm ich die Werte einer Arbeit von J. v. Hann [6], die auf mehrjährigen Beobachtungen beruhen (die Jahre sind nicht näher angegeben). Für den Sonnblick hatte schon A. v. Obermayer die Koeffizienten der Sinusreihen für die einzelnen Monate berechnet, und zwar für die Jahre 1887—96*; doch hier machten sich bei den Wintermonaten die aperiodischen Änderungen, denen diese ja besonders unterworfen sind, störend bemerkbar. Das war allerdings auch dadurch gut zu erklären, daß bei den Stationen direkt unter dem Sonnblick (Säntis und Zugspitze) die Jahre 1911—20 benutzt worden waren. Deshalb wurden für die Wintermonate für den Sonnblick auch die Jahre 1911—20 neu berechnet, und die so gewonnenen Werte paßten sich nunmehr gut der Umgebung an.

## Die Verarbeitung des Materials.

Eine periodische Erscheinung wie den täglichen Luftdruck- und Temperaturgang kann man bekanntlich in Einzelperioden auflösen, so daß die Gesamterscheinung folgendermaßen dargestellt werden kann:

$B = a_0 + a_1 \sin (A_1 + x) + a_2 \sin (A_2 + 2x) + \ldots a_n \sin (A_n + nx) + \ldots$

Hierin bedeuten: $a_0$ den Mittelwert der Gesamtperiode, $a_1$, $a_2$ usw. die Amplituden der ganztägigen, der halbtägigen Schwingung usw. und $A_1$, $A_2$ usw. die betreffenden Phasenwinkel der Teilperioden. — Eine andere Darstellungsart ist folgende:

$B = a_0 + p_1 \cos x + q_1 \sin x + p_2 \cos 2x + q_2 \sin 2x + \ldots p_n \cos nx + q_n \sin nx + \ldots$ Hierin bedeutet $p_n$ in jedem Falle $a_n \cdot \sin A_n$ und $q_n$ $a_n \cdot \cos A_n$.

* A. v. Obermayer, Die tägliche Barometerschwankung auf Berggipfeln, insbesondere auf dem Hohen Sonnblick; 10. Jb. des Sonnblickvereins, 1901.

In beiden Darstellungsarten gibt x die Zeitveränderliche an, die im Verlauf der n. Teilperiode n-mal 360° durchläuft. Wenden wir die erste Art an, so lassen sich auf diese Weise die Eigenheiten der einzelnen Perioden, d. h. die Amplituden und Phasenzeiten, gut miteinander vergleichen und diskutieren. Zum Rechnen ist jedoch die zweite Darstellungsart besser geeignet; schlägt beispielsweise der Phasenwinkel einer Periode zwischen 2 Höhenstufen um 180° um, so ist der Wert des Phasenwinkels für eine dazwischen liegende Höhe durch graphisches Interpolieren nur sehr ungenau zu erhalten; bei den p- und q-Werten dagegen liefert das Interpolieren wesentlich genauere Werte. —

In der vorliegenden Untersuchung wurden nun aus den täglichen Luftdruckgängen, bei denen die jahreszeitliche Veränderung des Luftdrucks berücksichtigt und entsprechende Korrekturen angebracht worden waren, für die einzelnen Stationen nach den Methoden der harmonischen Analyse zunächst die Koeffizienten p und q des 1. bis 3. Gliedes der Sinusreihen berechnet. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 1, 2 und 3 für die drei verschiedenen Jahreszeiten zusammengestellt; die Sommerwerte habe ich der eingangs besprochenen Arbeit von A. Wagner entnommen [16]. Sodann

Tabelle 1.

**Koeffizienten des tägl. Luftdruckganges, 0,001 mm, Winter.**

| | München | Hohen-Peißenberg | Wendelstein | Schafberg | Obir | Säntis | Zugspitze | Sonnblick |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Seehöhe | 522 | 994 | 1727 | 1780 | 2040 | 2500 | 2960 | 3106 |
| Jahre | 83—92 | 11—20 | 85—92 | | 27—31 | 11—20 | 11—20 | 11—20 |
| $p_1$ | 51 | 28 | 54 | 48 | 17 | 42 | 53 | 68 |
| $q_1$ | 41 | —30 | —50 | —30 | —124 | —97 | —116 | —108 |
| $p_2$ | 96 | 83 | 86 | 106 | 118 | 92 | 109 | 108 |
| $q_2$ | —198 | —151 | —135 | —140 | —128 | —123 | —102 | —87 |
| $p_3$ | —15 | —15 | —12 | —36 | —23 | —12 | —22 | —16 |
| $q_3$ | 100 | 79 | 62 | 66 | 67 | 76 | 67 | 58 |
| $a_1$ | 66 | 41 | 74 | 57 | 125 | 105 | 127 | 128 |
| $A_1$ | 52° | 137° | 133° | 122° | 172° | 157° | 155° | 148° |
| $a_2$ | 220 | 172 | 160 | 177 | 174 | 154 | 150 | 139 |
| $A_2$ | 154° | 151° | 148° | 142° | 137° | 143° | 133° | 129° |
| $a_3$ | 101 | 81 | 63 | 75 | 71 | 77 | 70 | 60 |
| $A_3$ | 351° | 349° | 349° | 331° | 341° | 351° | 342° | 345° |

Tabelle 2.

**Koeffizienten des tägl. Luftdruckganges, 0,001 mm, Äquinoktien.**

| | München | Hohen-Peißenberg | Wendelstein | Schafberg | Obir | Säntis | Zugspitze | Sonnblick |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Seehöhe | 522 | 994 | 1727 | 1780 | 2040 | 2500 | 2960 | 3106 |
| Jahre | 83—92 | 11—20 | 85—92 | | 27—31 | 11—20 | 11—20 | 87—96 |
| $p_1$ | 46 | 19 | 27 | —1 | 5 | 22 | 21 | 36 |
| $q_1$ | 146 | 4 | —116 | —175 | —179 | —204 | —238 | —234 |
| $p_2$ | 158 | 124 | 138 | 175 | 192 | 128 | 134 | 169 |
| $q_2$ | —245 | —174 | —128 | —149 | —130 | —102 | —75 | —69 |
| $p_3$ | —22 | —10 | —12 | —20 | —8 | —17 | —7 | —16 |
| $q_3$ | 33 | 28 | 22 | 21 | 22 | 13 | 17 | —6 |
| $a_1$ | 153 | 20 | 119 | 175 | 179 | 205 | 239 | 237 |
| $A_1$ | 18° | 77° | 167° | 180° | 178° | 174° | 175° | 171° |
| $a_2$ | 292 | 214 | 189 | 230 | 232 | 165 | 154 | 183 |
| $A_2$ | 147° | 144° | 133° | 130° | 124° | 128° | 119° | 112° |
| $a_3$ | 40 | 29 | 25 | 29 | 24 | 21 | 18 | 17 |
| $A_3$ | 327° | 339° | 332° | 316° | 340° | 308° | 336° | 249° |

Tabelle 3.

**Koeffizienten des tägl. Luftdruckganges, 0,001 mm, Sommer.**

| | München | Hohen-Peißenberg | Wendelstein | Schafberg | Obir | Säntis | Zugspitze | Sonnblick | Montblanc |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Seehöhe | 522 | 994 | 1727 | 1780 | 2040 | 2500 | 2960 | 3106 | 4575 |
| Jahre | 83—92 | 11—20 | 85—92 | | 27—31 | 11—20 | 11—20 | 87—96 | |
| $p_1$ | 56 | 13 | —3 | —32 | —57 | —15 | —25 | —10 | —36 |
| $q_1$ | 286 | 68 | —82 | —119 | —146 | —261 | —276 | —292 | —374 |
| $p_2$ | 173 | 143 | 147 | 170 | 173 | 148 | 132 | 157 | 136 |
| $q_2$ | —213 | —163 | —133 | —129 | —97 | —84 | —43 | —50 | —19 |
| $p_3$ | 16 | 17 | 25 | 31 | 20 | 18 | 17 | 22 | —15 |
| $q_3$ | —27 | —22 | —25 | —23 | —37 | —32 | —18 | —29 | —9 |
| $a_1$ | 291 | 69 | 82 | 123 | 157 | 261 | 278 | 293 | 376 |
| $A_1$ | 11° | 11° | 182° | 195° | 201° | 183° | 185° | 182° | 185° |
| $a_2$ | 274 | 217 | 198 | 214 | 199 | 169 | 139 | 165 | 137 |
| $A_2$ | 140° | 139° | 132° | 127° | 119° | 120° | 108° | 107° | 98° |
| $a_3$ | 31 | 28 | 36 | 39 | 42 | 37 | 25 | 36 | 24 |
| $A_3$ | 149° | 142° | 135° | 127° | 152° | 150° | 137° | 143° | 232° |

wurden die einzelnen Werte in einem Koordinatensystem eingetragen, in dem die Abszisse die mm Hg des Luftdruckganges, die

Ordinate die Höhe in m angibt. Die Figuren 1—9 zeigen diese Darstellung: Fig. 1—3 für den Winter, Fig. 4—6 für die Äquinoktien und Fig. 7—9 für den Sommer (die drei letzten Figuren sind ebenfalls der Arbeit von A. Wagner entnommen).

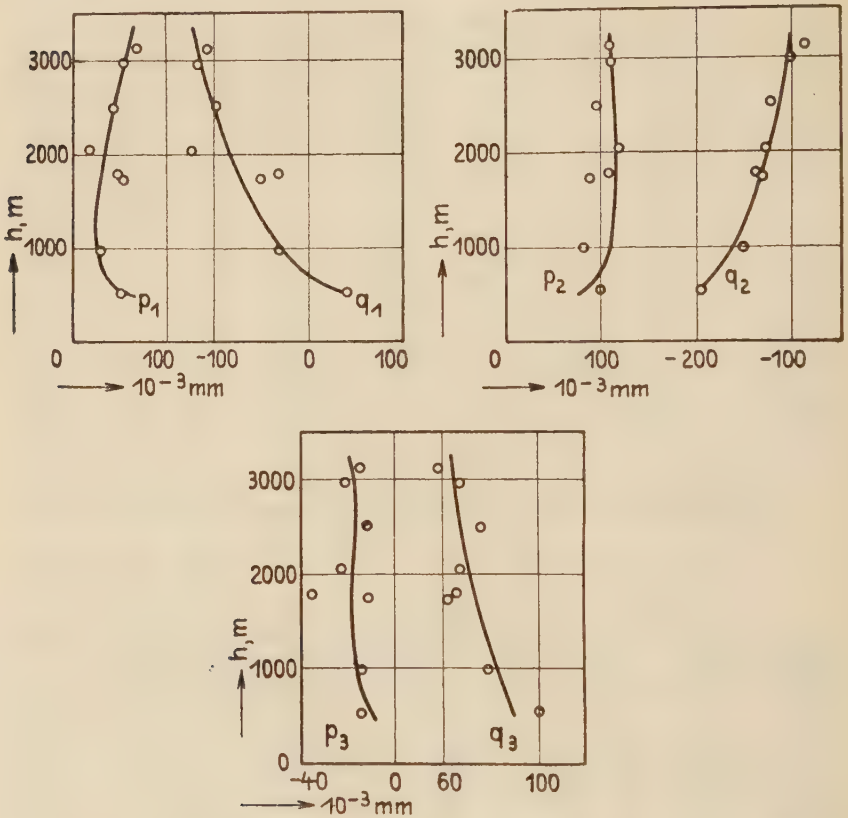



Fig. 1, 2, 3: Änderung des täglichen Luftdruckganges mit der Höhe, dargestellt durch die Koeffizienten der harmonischen Analyse, im Winter.

Auf den ersten Blick scheinen vielleicht manchem die einzelnen Werte etwas auseinander zu liegen; doch wenn man bedenkt, daß beim ganz- und halbtägigen Glied 2 mm, beim dritteltägigen Glied sogar 5 mm der Zeichnung $^1/_{100}$ mm Druckschwankung entsprechen, wird man zugeben müssen, daß die zwischen den einzelnen Punkten hindurchgelegten Kurven in den Fig. 1—9 sehr gut die mittlere

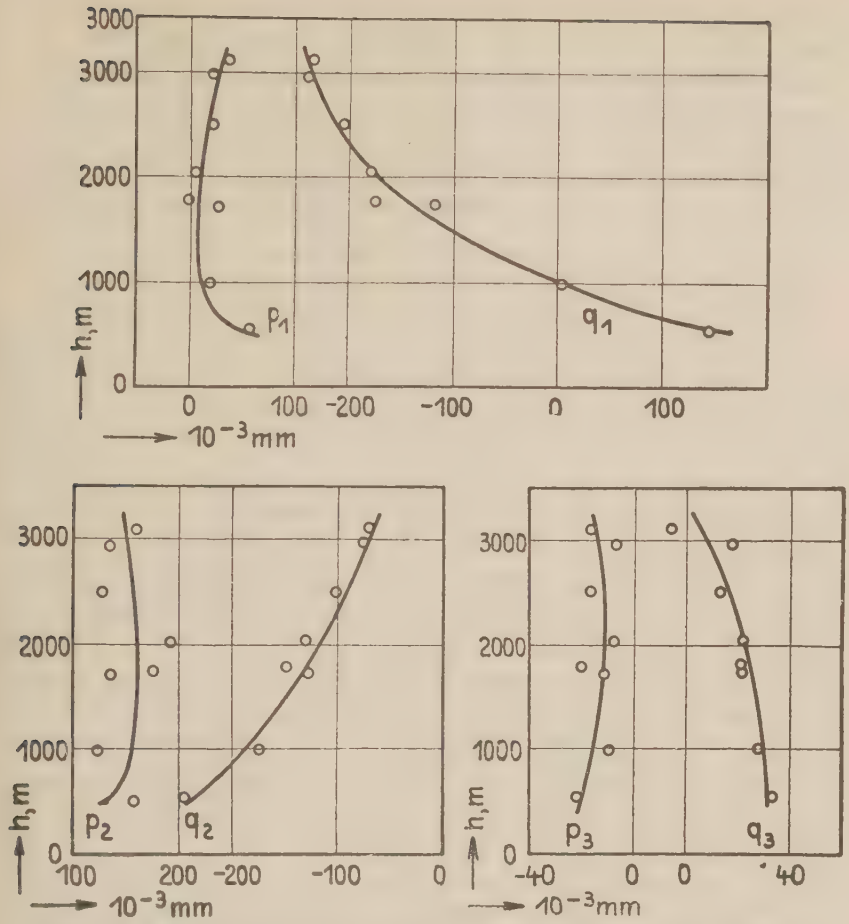



Fig. 4, 5, 6: Änderung des täglichen Luftdruckganges mit der Höhe in den Äquinoktien.

Änderung der Koeffizienten des täglichen Luftdruckganges mit der Höhe darstellen. Dies kommt auch besonders deutlich dann zum Ausdruck, wenn man um die Werte der einzelnen Stationen Fehlerkreise zeichnet. Hierzu wäre freilich streng genommen eine exakte Berechnung des wahrscheinlichen Fehlers bei den einzelnen Perioden erforderlich. Nun hat aber bereits J. Bartels in seiner Arbeit „Gezeitenschwingungen der Atmosphäre“ die Radien solcher wahrscheinlicher Fehlerkreise berechnet, und zwar ist dort die Wahr-

scheinlichkeit, daß der wahre Mittelwert innerhalb dieses Kreises liegt, 0,75. Der Berechnung eines Wertes lagen 30 Monate zugrunde, während in der vorliegenden Untersuchung 40 Monate das Material zu 1 Wert lieferten. Infolgedessen wurden die Radien der Fehlerkreise nach der Formel $f_n = f_a \cdot \sqrt{a/n}$, worin $f_n$ den Fehler bei n, $f_a$ den bei a Jahren bedeutet, auf die hier vorliegenden Ver-

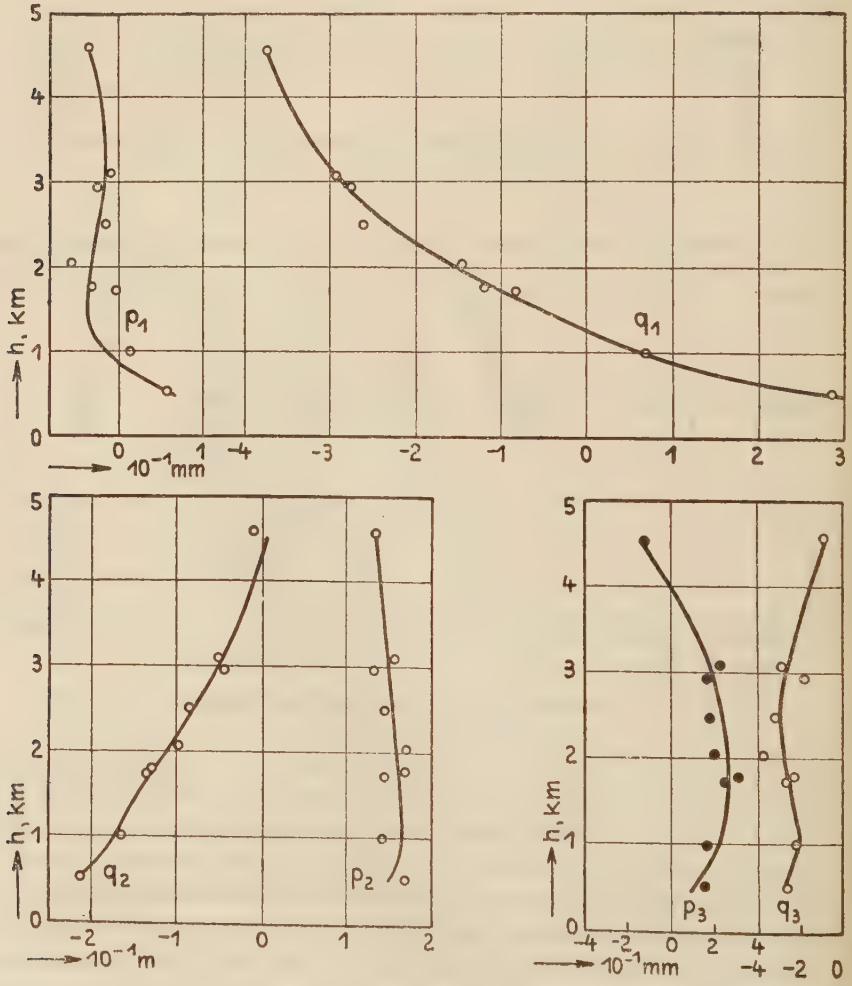



Fig. 7, 8, 9: Änderung des täglichen Luftdruckganges mit der Höhe im Sommer.

hältnisse reduziert; es ergab sich, daß man die Bartels'schen Fehler mit dem Faktor 0,866 zu multiplizieren hatte, um die gewünschten Radien der Fehlerkreise zu bekommen. Zwar ist der wahrscheinliche Fehler das ganze Jahr hindurch nicht genau gleich groß, doch sind diese Änderungen so geringfügig, daß von einer Berücksichtigung derselben hier abgesehen wurde. Die Radien der Fehlerkreise berechneten sich wie folgt:

Ganztägiges Luftdruckglied: $r_1 = 0{,}054$ mm (0,062 mm)
Halbtägiges Luftdruckglied: $r_2 = 0{,}013$ mm (0,015 mm)
Dritteltägiges Luftdruckglied: $r_3 = 0{,}004$ mm (0,005 mm).

(In Klammern sind die Radien der Bartels'schen Fehlerkreise, die sich also auf 30 Monate beziehen, hinzugefügt, wie sie der obengenannten Arbeit entnommen worden sind.)

Zeichnet man nun um die einzelnen Werte der Fig. 1—9 die zugehörigen Fehlerkreise, so ergibt sich besonders beim ganztägigen Glied, daß die Kurve sehr gut zwischen den Punkten so hindurchgeführt werden kann, wie es hier geschehen ist. Beim halb- und dritteltägigen Glied ergeben sich allerdings einige Abweichungen, die jedoch — wenn man den großen Maßstab bedenkt — recht geringfügig sind. Eine gewisse Streuung ist ja auch von vornherein wahrscheinlich. Bei genauerer Betrachtung wird man feststellen, daß sich im Sommer die Einzelwerte der mittleren Kurve im allgemeinen besser anpassen, als in den übrigen Jahreszeiten. Doch das ist eigentlich zu erwarten: In den Äquinoktien und im Winter sind die aperiodischen Änderungen von Luftdruck und Temperatur häufiger und auch größer; dieser Umstand muß sich natürlich auch in den dargestellten Kurven bemerkbar machen. Für die kältere Jahreszeit ist auch noch die Inkonstanz der Temperatur im Beobachterraum auf den Bergstationen zu berücksichtigen, die eine Folge der unregelmäßigen Heizung daselbst ist. Hierdurch wird bei der Auswertung der Luftdruckregistrierungen infolge nicht ganz einwandfreier Korrektionen eine gewisse Ungenauigkeit nicht zu vermeiden sein.

Ich will gleich an dieser Stelle bemerken, daß man natürlich über die genaue Führung der Kurven zwischen den einzelnen Punkten hindurch verschiedener Auffassung sein kann. Es sei deshalb hier erwähnt, daß bei dem tiefsten Wert, München, zugleich der tägliche Temperaturgang an dieser Station, der ja mit dem Luftdruckgang

auf bestimmte Art und Weise zusammenhängt, berücksichtigt wurde. Etwas unsicher wurde auch die Führung der Kurven bei 3000 m, da dort die letzten Werte lagen. Doch bot hier der Verlauf der Sommerkurven, die ja bis 4575 m hinaufreichen, gewisse Anlehnungsmöglichkeiten.

Nach Berücksichtigung all dieser Punkte können wir jetzt sofort das erste Ergebnis der vorliegenden Untersuchung klar herausstellen: Die Koeffizienten der Sinusreihen des täglichen Luftdruckganges ändern sich völlig gesetzmäßig mit der Höhe, und zwar das ganze Jahr hindurch. Es ist also nachgewiesen, daß eine von J. v. Hann vermutete störende Beeinflussung des Luftdruckganges durch die Lage und Umgebung der Station — s. Einleitung — nicht existiert, sofern im Niveau der benutzten Stationen völlig ungehinderte und freie Verbindung mit der freien Atmosphäre über der Ebene, teils nördlich, teils südlich der Alpen, besteht; dann ist im Niveau der betreffenden Stationen schnellster Druckausgleich möglich.

## Der tägliche Luftdruckgang in der freien Atmosphäre.

Von allgemeinerer Bedeutung sind nun die Zahlen in den Tabellen 4—6. Hier sind für einzelne Höhenstufen die entsprechenden Koeffizienten des täglichen Luftdruckganges zusammengestellt, wie sie den ausgeglichenen Kurven der Fig. 1—9 zu entnehmen sind. Diese Zahlen gelten, wie schon bemerkt, für die gesamte freie Atmosphäre, die die Alpen umgibt. Mit diesen Werten wollen wir uns nun etwas näher befassen.

Betrachten wir zunächst Tabelle 4. Sie enthält die Koeffizienten der Sinusreihen des täglichen Luftdruckganges für die Wintermonate. Die Amplitude $a_1$ des ganztägigen Gliedes nimmt vom Boden (500 m) ziemlich rasch mit der Höhe ab, erreicht bei etwa 800 m ein Minimum von etwa 0,03 mm und wächst dann wieder mit zunehmender Höhe. Der Phasenwinkel $A_1$ dreht sich dabei zwischen 500 und 1500 m ziemlich rasch um fast 100°, von 59° auf 157°, und bleibt in den darüberliegenden Höhen praktisch unverändert.

Tabelle 4.

**Koeffizienten des tägl. Luftdruckganges, 0,001 mm, Winter.**

| h | 500 | 1000 | 1500 | 2000 | 2500 | 3000 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $p_1$ | 50 | 25 | 25 | 33 | 43 | 55 |
| $q_1$ | 30 | —30 | —60 | —83 | —100 | —115 |
| $p_2$ | 80 | 105 | 115 | 113 | 112 | 110 |
| $q_2$ | —190 | —162 | —140 | —125 | —112 | —105 |
| $p_3$ | —10 | —17 | —19 | —18 | —17 | —18 |
| $q_3$ | 90 | 82 | 76 | 72 | 68 | 65 |
| $a_1$ | 58 | 39 | 65 | 89 | 109 | 127 |
| $A_1$ | 59° | 140° | 157° | 158° | 157° | 154° |
| $a_2$ | 206 | 193 | 181 | 169 | 158 | 152 |
| $A_2$ | 157° | 147° | 141° | 138° | 135° | 134° |
| $a_3$ | 91 | 84 | 78 | 74 | 70 | 67 |
| $A_3$ | 354° | 348° | 346° | 346° | 346° | 345° |

Tabelle 5.

**Koeffizienten des tägl. Luftdruckganges, 0,001 mm, Äquinoktien.**

| h | 500 | 1000 | 1500 | 2000 | 2500 | 3000 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $p_1$ | 40 | 10 | 8 | 10 | 20 | 30 |
| $q_1$ | 170 | 0 | —102 | —172 | —212 | —235 |
| $p_2$ | 130 | 155 | 160 | 160 | 157 | 150 |
| $q_2$ | —240 | —187 | —150 | —120 | —92 | —70 |
| $p_3$ | —20 | —16 | —12 | —10 | —11 | —14 |
| $q_3$ | 32 | 30 | 27 | 22 | 16 | 8 |
| $a_1$ | 175 | 10 | 102 | 172 | 213 | 237 |
| $A_1$ | 13° | 84° | 176° | 177° | 175° | 173° |
| $a_2$ | 273 | 243 | 219 | 200 | 182 | 166 |
| $A_2$ | 152° | 140° | 133° | 127° | 120° | 115° |
| $a_3$ | 38 | 34 | 30 | 24 | 19 | 16 |
| $A_3$ | 328° | 332° | 336° | 336° | 325° | 300° |

Tabelle 6.

**Koeffizienten des tägl. Luftdruckganges, 0,001 mm, Sommer.**

| h | 500 | 1000 | 1500 | 2000 | 2500 | 3000 | 3500 | 4000 | 4500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $p_1$ | 65 | —15 | —37 | —33 | —24 | —17 | —15 | —22 | —34 |
| $q_1$ | 300 | 60 | —51 | —150 | —234 | —285 | —325 | —353 | —376 |
| $p_2$ | 150 | 167 | 165 | 161 | 156 | 151 | 145 | 140 | 135 |
| $q_2$ | —213 | —171 | —144 | —109 | —80 | —52 | —27 | —10 | 5 |
| $p_3$ | 10 | 22 | 26 | 26 | 24 | 19 | 11 | —1 | —13 |
| $q_3$ | —29 | —21 | —24 | —27 | —29 | —27 | —22 | —16 | —10 |
| $a_1$ | 307 | 62 | 63 | 153 | 236 | 286 | 326 | 354 | 377 |
| $A_1$ | 12° | 346° | 216° | 192° | 186° | 183° | 183° | 184° | 185° |
| $a_2$ | 261 | 239 | 219 | 194 | 175 | 160 | 147 | 141 | 135 |
| $A_2$ | 145° | 136° | 131° | 124° | 117° | 109° | 101° | 94° | 88° |
| $a_3$ | 31 | 31 | 35 | 37 | 38 | 33 | 25 | 16 | 16 |
| $A_3$ | 161° | 134° | 133° | 136° | 140° | 145° | 153° | 184° | 218° |

Die Amplitude $a_2$ nimmt — wie schon J. v. Hann angenommen hatte — ungefähr im Verhältnis zum Luftdruck ab, der Phasenwinkel $A_2$ verspätet sich mit der Höhe. — Doch nimmt der Luftdruck anfangs schneller ab als $a_2$, wie folgende Zahlen zeigen:

| h, m | b, mm | $\frac{a_2}{b} \cdot 10^4$ |
|---|---|---|
| 500 | 722 | 2,86 |
| 1000 | 677 | 2,86 |
| 1500 | 637 | 2,85 |
| 2000 | 600 | 2,82 |
| 2500 | 564 | 2,80 |
| 3000 | 530 | 2,87 |

Ob die Zunahme zwischen 2500 und 3000 m reell ist. ist unsicher. — Der Phasenwinkel $A_2$ dreht sich zwischen 500 und 3000 m von 157 ° auf 134 ° zurück, es tritt also in diesem Höhenintervall eine Verspätung um 46 Zeitminuten ein. In den unteren Schichten ist diese Verspätung größer wie in den oberen.

Das dritteltägige Glied zeigt im Winter eine gewisse Ähnlichkeit mit dem halbtägigen: Die Amplitude $a_3$ nimmt mit der Höhe ab und der Phasenwinkel $A_3$ verspätet sich. Allerdings handelt es sich hier nur um geringe Beträge: Die Verkleinerung von $a_3$ von 500—3000 m beträgt 0,024 mm, die Verringerung von $A_3$ in derselben Luftschichte 9 °, was also einer Verspätung um nur 12 Zeitminuten entspricht. Unter diesen Umständen kann natürlich auch die Genauigkeit keine allzu große sein.

In der Tabelle 5 sind die Ergebnisse für die Äquinoktien dargestellt. — Das ganztägige Glied zeigt im wesentlichen dieselben Verhältnisse wie im Winter, doch ist hier der Sprung von 500 auf 1500 m noch auffälliger: Die Amplitude $a_1$ nimmt zwischen 500 und 1000 m von 0,175 auf 0,010 mm ab, erreicht dort ihr Minimum und wird dann wieder schnell größer; in 1500 m ist sie bereits wieder 0,102 mm. Damit verbunden ist ein Umschlagen des Phasenwinkels $A_1$ von 13 ° über 84 ° auf 176 °. also um fast 180 °. In größeren Höhen ändert sich der Phasenwinkel nur mehr wenig, während die Amplitude noch weiter wächst, allerdings um immer kleiner werdende Beträge.

Auch das halbtägige Glied ist gegenüber dem Winter fast ungeändert geblieben. Die Amplitude $a_2$ nimmt wieder ungefähr im Verhältnis zum Luftdruck mit der Höhe ab, doch zeigen sich auch hier wieder scheinbar systematische Abweichungen. Wie die Zahlen folgender Tabelle zeigen, nimmt $a_2$, wenigstens bis 3000 m, etwas

| h, m | b, mm | $\frac{a_2}{b} \cdot 10^4$ |
|---|---|---|
| 500 | 722 | 3,78 |
| 1000 | 677 | 3,59 |
| 1500 | 637 | 3,44 |
| 2000 | 600 | 3,34 |
| 2500 | 564 | 3,23 |
| 3000 | 530 | 3,13 |

schneller ab als der Luftdruck. — Der Phasenwinkel $A_2$ dreht sich von 152 ° zurück auf 115 °, in den unteren Schichten schneller, mit zunehmender Höhe langsamer. Dieser Verkleinerung von $A_2$ entspricht also im Höhenintervall 500—3000 m eine Verspätung der Phase um 1 Std. 14 Min.

Das dritteltägige Glied zeigt ein anderes Verhalten wie im Winter. Die Amplitude $a_3$ wird zwar mit wachsender Höhe kleiner — in größeren Höhen ist die Abnahme allerdings auch nur noch gering —, dagegen zeigt die Phase von 500 bis 1750 m eine Verfrühung, darüber aber eine Verspätung, so daß die Werte von etwa 2400 m ab aufwärts gegenüber dem Boden (500 m) verspätet sind; diese Verspätung beträgt für 3000 m immerhin schon 28 °, also etwa 36 Zeitminuten, und scheint in dieser Höhe noch nicht beendet zu sein.

Wir wollen uns nunmehr der Betrachtung der S o m m e r werte zuwenden, die in Tabelle 6 zusammengestellt sind. Ich kann hier eigentlich nur das wiederholen, was schon A. Wagner in seiner mehrfach zitierten Arbeit für die Sommermonate festgestellt hat. Hervorzuheben ist nur, daß für diese Jahreszeit auch die Montblanc- und Monte Rosa-Luftdruckreihen zur Verfügung standen, so daß also die Kurven bis 4575 m hinaufreichen, wenn man sich auch nicht verhehlen darf, daß in diesen Höhen ihr Verlauf etwas unsicher ist, zumal ja auch der 4575 m-Wert inhomogen ist (Mittel aus 3 Stationen verschiedener Seehöhe und verschiedenen Jahren). — Die

Abnahme der Amplitude $a_1$ mit der Höhe geschieht wieder sehr rasch; $a_1$ erreicht in 1250 m ein Minimum von 0,05 mm und nimmt dann wieder mit der Höhe zu. Der Phasenwinkel $A_1$ dreht aber jetzt aus dem 1. Quadranten (500 m) über 270 ° gegen 180 °, also anders, als wie wir es bisher sahen. Die Werte der größeren Höhen liegen aber wieder dicht bei 180 ° und bleiben fast ungeändert.

Beim halbtägigen Glied ist folgendes festzustellen: Die Amplitude $a_2$ nimmt wieder angenähert im Verhältnis zum Luftdruck ab; auch hier ist die Beobachtung zu machen, daß $a_2$ bis 3500 m etwas rascher abnimmt als der Luftdruck, darüber scheint das Verhältnis konstant zu bleiben. — Der Phasenwinkel $A_2$ wird recht gleichmäßig mit der Höhe kleiner; für die Luftschichte 500—3000 m beträgt die Verspätung 1 Std. 12 Min., für die Schicht 500—4500 m 1 Std. 54 Min. Auch hier ist die Änderung in den unteren Schichten etwas schneller als in den oberen.

Das dritteltägige Glied zeigt folgende Merkmale: Die Amplitude $a_3$ wird bis 2250 m etwas größer, dann wieder kleiner. Der Phasenwinkel wird bis 1500 m kleiner, darüber hinaus nimmt er wieder zu; doch ist gerade in diesen höchsten Schichten die Kurvenführung ziemlich unsicher. —

Wir haben bisher den täglichen Luftdruckgang in den verschiedenen Höhenstufen für die einzelnen Jahreszeiten getrennt behandelt. Es kam uns darauf an, zu zeigen, wie sich die einzelnen Glieder in e i n e r Jahreszeit mit zunehmender Höhe ändern. Nun wollen wir das Hauptaugenmerk darauf legen, was sich im Laufe des Jahres daran ändert, und welche Schlüsse daraus zu ziehen sind. Zuvor jedoch wollen wir noch eine kurze Überlegung anstellen:

Ob die Ergebnisse, die wir erhalten, mit den tatsächlichen Verhältnissen in Einklang stehen, wissen wir nicht; wir nehmen es vorerst an. Die Änderungen, die die einzelnen Teilperioden des täglichen Luftdruckganges von einer Jahreszeit zur anderen erfahren, sind uns g e n a u nur am Boden bekannt: Z. B. ist es für das halbtägige Glied charakteristisch, daß die Amplitude ihre größten Beträge in den Äquinoktien erreicht, während sie beim dritteltägigen Luftdruckglied wiederum in den Äquinoktien gerade ihr Minimum erreicht. Ganz typisch für das dritteltägige Glied ist auch das Zurückdrehen des Phasenwinkels vom Sommer zum Winter um ungefähr 180 °. Wie gesagt, über die allgemeinen jähr-

lichen Änderungen der Perioden am Boden wissen wir sehr gut Bescheid. Wie es aber in größeren Höhen ist, wissen wir nicht sicher. Nun können wir aber der vorliegenden Untersuchung folgende Tatsache vorwegnehmen: Das allgemeine Verhalten der Perioden in den einzelnen Höhenschichten bis 3000 m ist in Hinsicht auf die einzelnen Jahreszeiten dasselbe wie am Boden. — So ist z. B. die Amplitude des halbtägigen Gliedes des täglichen Luftdruckganges in allen Höhen am größten in den Äquinoktien; beim dritteltägigen Glied ist sie in fast allen Höhen am kleinsten in der Äquinoktien — sogar ausgeprägter als am Boden —, und der Phasenwinkel dieses Gliedes dreht in allen Höhen vom Sommer zum Winter um ungefähr 180° zurück. (Wenn es hier heißt „in allen Höhen", so bezieht sich dieser Ausdruck selbstverständlich nur auf die in dieser Arbeit untersuchten Höhenschichten, also 500 bis 3000 m). Diese Tatsachen sind m. E. eine wertvolle Stütze für die Richtigkeit der Werte des täglichen Luftdruckganges in den höheren Schichten der freien Atmosphäre.

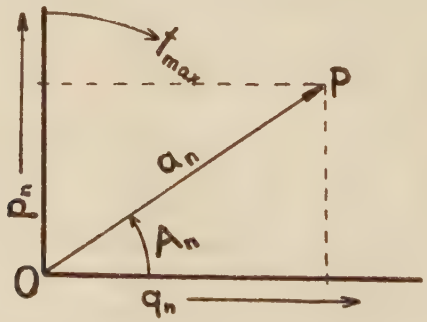
In der folgenden Tabelle ist ein Wert unserer ausgeglichenen Kurven aus den Fig. 1—9, der 2000 m-Wert, mit den Ergebnissen zweier Bodenstationen, nämlich München (522 m) und Wien (202 m), zusammengestellt worden:

| | 1. Glied | | | 2. Glied | | | 3. Glied | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Wint. | Äqu. | Som. | Wint. | Äqu. | Som. | Wint. | Äqu. | Som. | |
| München | 66 | 153 | 291 | 220 | 292 | 274 | 101 | 40 | 31 | Ampl. |
| Wien | 46 | 243 | 386 | 260 | 331 | 300 | 111 | 41 | 52 | |
| 2000 m | 89 | 172 | 153 | 169 | 200 | 194 | 74 | 24 | 37 | |
| München | 52° | 18° | 11° | 154° | 147° | 140° | 351° | 327° | 149° | Phase |
| Wien | 39° | 352° | 350° | 154° | 147° | 140° | 347° | 305° | 154° | |
| 2000 m | 158° | 177° | 192° | 138° | 127° | 124° | 346° | 336° | 136° | |

Wenn auch hier und da Abweichungen vorkommen, besonders bei dem stark lokal bedingten ganztägigen Glied, so stören diese doch das Gesamtbild nur sehr wenig. Man muß außerdem auch berücksichtigen, daß Wien 1. wesentlich unter 500 m Seehöhe liegt, und daß 2. auch seine geographische Lage von der Münchens verschieden ist, so daß sich also unter Umständen allein hieraus schon Verschiedenheiten ergeben werden. Sieht man jedoch von solchen

Kleinigkeiten ab und verfolgt nur das Verhalten der Perioden im großen und ganzen — also etwa die relativen Änderungen von Amplitude und Phasenwinkel im Verlauf des Jahres —, so wird man wohl die Übereinstimmung der drei Wertereihen als recht befriedigend bezeichnen müssen. Man beachte z. B. die Verzögerung der Phase beim halbtägigen Glied vom Winter zum Sommer, das Maximum der Amplitude bei derselben Periode zur Zeit der Äquinoktien oder das Zurückdrehen des Phasenwinkels um rund 180° beim dritteltägigen Glied von Winter zum Sommer: In allen drei Reihen kommen diese Erscheinungen sehr schön und in gleicher Weise zum Ausdruck, obgleich die erste und zweite Reihe unmittelbar aus den Luftdruckaufzeichnungen an den beiden Bodenstationen gewonnen wurden, während die dritte Reihe einem Punkt der den Luftdruckgang in der freien Atmosphäre darstellenden Kurven entnommen worden ist.

Wir wollen nun in unserer Untersuchung fortfahren und festzustellen suchen, wie sich der tägliche Luftdruckgang in den einzelnen Höhenschichten im Laufe des Jahres ändert, und welche Schlüsse daraus zu ziehen sind. Dabei wollen wir die drei Glieder einzeln miteinander vergleichen. Hierzu dürfte es vorteilhaft sein, die Zahlenwerte aus den Tabellen 4—6 in eine Periodenuhr einzutragen, wie sie J. Bartels wiederholt vorgeschlagen und angewandt hat, und wie sie in nebenstehender Skizze schematisch wieder-




gegeben ist. Als Ordinate wird $p_n$, als Abszisse $q_n$ aufgetragen. Der Vektor OP gibt dann die dazugehörige Amplitude $a_n$, der Winkel des Vektors mit der positiven Richtung der Abszissenachse den Phasenwinkel $A_n$ der Periode n an. Dann ist die Stunde des

Maximums, wie man sich — am besten vielleicht graphisch — unschwer klar machen kann, $t_{max} = (90^0 - A_n)/n$. Hierbei wird der Phasenwinkel $A_n$ von der Abszisse ab entgegen dem Sinne des Uhrzeigers gerechnet, der Stundenwinkel $t_{max}$ aber von der Ordinate ab im Sinne des Uhrzeigers. Der Vektor OP zeigt dann stets auf die Stunde des Maximums. n gibt an, wie oft innerhalb von 24 Stunden die betreffende Periode n den Kreis von 360° durchläuft. Für jede Höhenstufe erhält man auf diese Weise einen Punkt P. Verbindet man nun alle diese Punkte miteinander, so stellt die entstandene Kurve die Änderung der Periode mit der Höhe dar. Die Figuren 10 und 11 zeigen das für das ganz- und halbtägige Glied der täglichen Luftdruckschwankung.

Betrachten wir zunächst das ganztägige Glied. — Schon auf den ersten Blick muß man die Feststellung machen, daß die Änderung dieses Gliedes mit der Höhe in allen drei untersuchten Jahreszeiten im wesentlichen dieselbe ist: Die Amplitude nimmt vom Boden (500 m) ziemlich rasch ab, erreicht in einer Schicht zwischen 700 und 1300 m ein Minimum und nimmt dann wieder mit der Höhe zu. Die damit verbundene Änderung der Phase können wir im wesentlichen als ein Umschlagen des Phasenwinkels um rund 180° kennzeichnen; von diesem Standpunkt aus gesehen, fällt auch die Änderung von $A_1$ im Sommer, die auf den ersten Blick vielleicht etwas befremdet, durchaus nicht aus der Reihe. Außerdem muß man noch bedenken, daß es die Größe der Fehler beim ganztägigen Glied als möglich erscheinen läßt, daß auch in diesem Falle das Umspringen des Phasenwinkels über 90° erfolgt; denn wie die Kurven zeigen, liegen ja die Werte für die einzelnen Höhenstufen recht nahe bei der Abszissenachse. — Es gibt also in einer bestimmten Höhe eine Schicht, in der die einmalige tägliche Luftdruckschwankung wesentlich geschwächt, ja fast ganz unterdrückt ist. Diese Schicht liegt im Winter am tiefsten (800 m) und im Sommer am höchsten (1250 m); die Schwächung erreicht ihren größten Betrag scheinbar in den Äquinoktien, wo die Amplitude in 1000 m Höhe 17,5 mal kleiner ist als 500 m tiefer am Boden — sie beträgt nur 0,01 mm. Das Zustandekommen dieser Erscheinung haben wir uns folgendermaßen vorzustellen: Durch die Erwärmung während des Tages wird sich die Luftsäule über einer bestimmten Stelle der Erdoberfläche ausdehnen; die überschüssige Luft wird oben nach den Seiten abfließen.

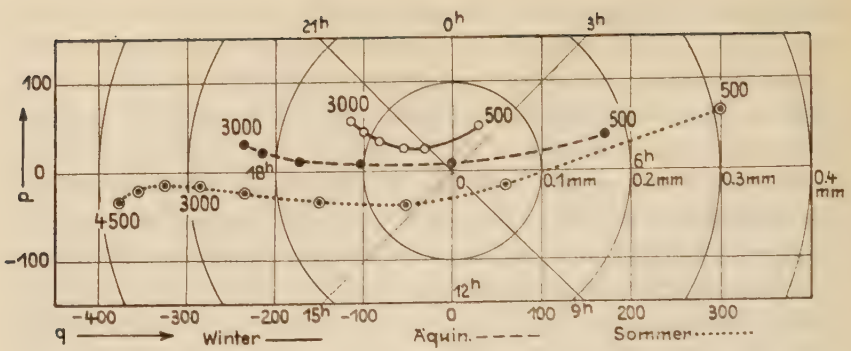



Fig. 10: Änderung des täglichen Luftdruckganges mit der Höhe, ganztägiges Glied.

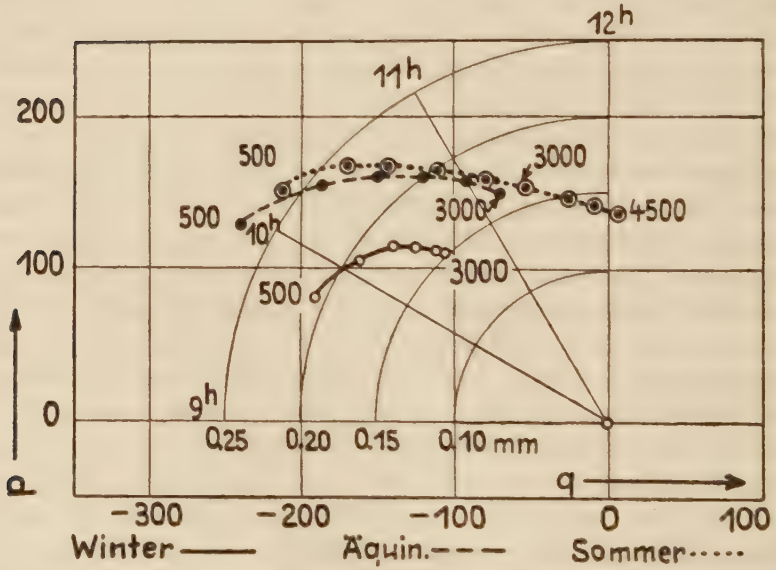



Fig. 11: Änderung des täglichen Luftdruckganges mit der Höhe, halbtägiges Glied.

Dadurch entsteht am Boden ein gegen das Temperaturmaximum verspätetes Druckminimum. Von einer gewissen Höhe ab aber wird sich infolge der Ausdehnung der Luftmassen mehr Luft über demselben Niveau befinden wie vorher, es wird also infolge der Erwärmung dort ein Druckanstieg hinzukommen; wir haben es dem-

nach mit zwei Schwankungen der Atmosphäre mit annähernd entgegengesetzter Phase zu tun. In einer bestimmten Höhe ist also ein Amplitudenminimum zu erwarten; darüber aber gewinnt die zweite Druckschwankung, also der Druckanstieg, über die erste die Oberhand und die Amplitude wächst wieder weiter, während der Phasenwinkel allmählich konstant bleibt. — Auf diese Weise hat bereits Hann das Verhalten des ganztägigen Gliedes erklärt [6].

Ein paar Worte noch zu der verschieden hohen Lage der Schicht, in der die Amplitude $a_1$ ihr Minimum erreicht, in den einzelnen Jahreszeiten. Im Sommer ist sie in ca. 1250 m, im Winter schon in 800 m Seehöhe anzutreffen, das bedeutet also im Sommer 750 m und im Winter 300 m Höhe über dem Boden. Ist das nun mit den physikalischen Erscheinungen in Einklang zu bringen? Diese Frage muß man bejahen. Wir haben im Sommer in allen Schichten ohnehin eine größere tägliche Temperaturschwankung als im Winter; dazu kommt noch, daß dann auch die Konvektion höher hinaufreicht (Nach Angot erreicht z. B. die tägliche Wärmeschwankung die Größe des 10. Teils ihres Betrages am Erdboden im Sommer bei 1150 m, im Winter schon bei 750 m). Im Sommer sind also in gleichen Höhen die täglichen Temperaturamplituden zweifellos größer als in der kälteren Jahreszeit. Damit kommt auch der Impuls, die Flächen gleichen Druckes um einen gewissen Betrag zu heben, im Sommer höheren Luftschichten zu als im Winter. Dann liegt auch das Niveau, über dem infolge der täglichen Erwärmung eine gewisse Menge Luft abfließt, und in dem dadurch der Luftdruck um einen gewissen Betrag sinkt, in größerer Höhe als im Winter. Also wird auch die Schicht, über der — theoretisch — durch die Erwärmung der unteren Schichten gerade soviel Luft emporgehoben wird, als in der Höhe infolge der gleichen Ursache abfließt, im Sommer am höchsten liegen; in dieser Schicht erreicht die Amplitude $a_1$ ihr Minimum. Daß diese Erklärung den tatsächlichen Verhältnissen entspricht, zeigt unsere Periodenuhr in Fig. 10.

Der Luftdruckgang in der „Minimumsschicht", wie ich sie hier kurz nennen will, ist das Ergebnis der Überlagerung einer Luftdruckwelle in den darüberliegenden und einer in den darunterliegenden Schichten. Wenn bei gleicher Amplitude deren Phasenunterschied genau 180° betragen würde, wäre die Amplitude des ganztägigen Luftdruckgliedes in dieser Schicht gleich Null. In

Wirklichkeit aber ist sie größer als Null. Es erhebt sich nun die Frage: Wie verhalten sich die Phasen der oberen und unteren Druckwelle zueinander? Tritt Verspätung oder Verfrühung mit der Höhe ein? — Eine einfache Überlegung sagt uns, daß die Phase der oberen Druckwelle gegenüber der der unteren verfrüht sein muß: Bei einsetzender Erwärmung der Atmosphäre nämlich werden sich die Flächen gleichen Druckes zu heben beginnen; damit ist ein Luftdruckanstieg in den darüberliegenden Schichten verbunden. Luftdruckfall am Boden wird sich erst einstellen, wenn das Gefälle der Isobarenflächen in der Umgebung des erwärmten Gebietes einen solchen Betrag erreicht hat, daß die Luft in der Höhe abzufließen beginnt. Daß kann u. U. zwar sehr bald nach Beginn des Druckanstiegs in der Höhe der Fall sein, wird aber m. E. immer etwas später sein. Das Umschlagen der Phase wird also über 90° erfolgen. Damit kommen wir zu dem Ergebnis, daß das Umschlagen der Phase bei den Sommerwerten, das auffallenderweise über 270° erfolgte, nur durch ungenaue Luftdruckregistrierungen zu erklären ist. Wie aber schon gesagt war, reichen sämtliche Fehlerkreise bei den einzelnen Werten in den I. und II. Quadranten hinein, so daß auch im Sommer das Umschlagen der Phase über 90° äußerst wahrscheinlich ist.

Die Größe der Amplitude in der „Minimumsschicht" gibt uns nun ein Maß für die Abweichung des Phasenunterschiedes der beiden Luftdruckwellen von 180°, und damit ein Maß für den Betrag der Verspätung des Druckfalls in den tieferen gegenüber dem Druckanstieg in den höheren Schichten der Atmosphäre. Ein Blick auf die Periodenuhr sagt uns, daß das Minimum der Amplitude $a_1$ im Winter am größten ist; das bedeutet also, daß die Phasendifferenz zwischen der oberen und der unteren Luftdruckschwankung in dieser Jahreszeit am meisten von 180° abweicht, oder mit anderen Worten, daß die Verspätung des unteren Druckfalls ihren größten Betrag erreicht. Ganz entsprechend sieht man, daß in den Äquinoktien diese Verspätung wesentlich geringer sein muß, und im Sommer wird fast Gleichzeitigkeit herrschen. Diese Ergebnisse lassen sich gut mit den Vorstellungen vereinbaren, die man von der Erwärmung der freien Atmosphäre in den verschiedenen Jahreszeiten hat.

Wir wenden uns nun dem halbtägigen Luftdruckglied zu, das — wie bereits mehrfach hervorgehoben — im Gegensatz zum ganztägigen universellen Charakter hat. Wenn wir die Änderung dieser doppelten täglichen Luftdruckschwankung mit der Höhe im Verlauf des Jahres betrachten, so müssen wir auch hier eine große Ähnlichkeit innerhalb der einzelnen Jahreszeiten feststellen, die noch weiter geht als beim halbtägigen Glied: Im Winter, in den Äquinoktien und im Sommer treten eine Verkleinerung der Amplitude $a_2$ und eine Verzögerung der Phase mit zunehmender Höhe auf. In allen drei Jahreszeiten geschieht diese Abnahme von $a_2$ mit der Höhe mit großer Annäherung proportional dem Luftdruck, worauf schon Hann hingewiesen hat; doch scheint festzustehen, daß bis mindestens 2500 m die Amplitude etwas schneller abnimmt als der Luftdruck. — Seinen größten Wert erreicht $a_2$ in den Äquinoktien, seinen kleinsten Wert nach den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung im Winter. Das deckt sich im wesentlichen mit dem, was man bisher darüber wußte. — Ebenso ist die Verspätung der Phase am kleinsten im Winter, während Sommer und Äquinoktien in dieser Beziehung einander gleichwertig sind, wenigstens soweit man Vergleiche anstellen kann, also bis zur Höhe von 3000 m.

Mit dem universellen Charakter der halbtägigen Luftdruckschwankung hängt nun auch folgender Umstand zusammen, auf den m. W. zuerst J. Bartels aufmerksam gemacht hat [2]: Zur Erklärung der täglichen Variation der erdmagnetischen Elemente an der Erdoberfläche hat man u. a. auch rhythmische Bewegungen stark leitender Luftschichten in großen Höhen angenommen, wie sie etwa durch die doppelte tägliche Luftdruckschwankung hervorgerufen werden können. Wenn man nun diese in die Theorie der täglichen erdmagnetischen Variation einbeziehen will, müßte die Schwingung dort oben — wenn man die Ozonschicht mit 35—45 km Höhe als Grenzfläche annimmt — unter einem Phasenwinkel von 245° verlaufen. Am Boden beträgt aber $A_2$ im Mittel 154°. Versuche von A. Defant haben nun folgendes ergeben: In einem zweifach geschichteten Medium, wie es also in diesem Fall vorliegen würde, sind interne Wellen möglich, die mit der Eigenschwingung der unteren Schicht zusammenfallen, bei denen aber die Bewegung zu beiden Seiten der Grenzfläche entgegengesetzt ist. — Bei der doppelten täglichen Luftdruckschwankung wäre also dann der Phasenwinkel

unmittelbar unter der Ozonschicht (245—180) ° = 65 °. $A_2$ müßte sich demnach mit zunehmender Höhe vom Boden weg immer mehr verspäten. Das wird durch unsere Ergebnisse, soweit diese Gültigkeit besitzen, voll und ganz bestätigt: In allen drei Jahreszeiten wird $A_2$ merklich kleiner; und da diese Phasenverzögerung nicht linear erfolgt, ist es sehr gut denkbar, daß in den betreffenden Luftschichten der theoretisch gefundene Phasenwinkel von 65 ° erreicht wird. Die Beobachtungstatsachen stimmen also recht gut mit der Theorie überein. Um etwaigen Einwänden zu begegnen betone ich noch, daß selbstverständlich die Ozonschicht nicht als stark leitende Schicht aufgefaßt wird, sie wirkt lediglich als Grenzfläche.

Auf die Verspätung von $A_2$ und die Verringerung von $a_2$ mit der Höhe hat schon Hann hingewiesen ([5] und [6]). Er erklärt sie mit der „thermischen Druckschwankung", worauf ich schon in der Einleitung aufmerksam gemacht habe, und berechnet den Luftdruckgang an der höheren Station aus dem Luftdruckgang an der tieferen und dem Temperaturgang in der dazwischen liegenden Luftschicht, den er als Mittel des oberen und unteren Temperaturgangs erhält. Diese Rechnung stimmt bei geringen Höhenunterschieden (z. B. Paris - Eifelturm) ganz gut, beim Sonnblick aber z. B. versagt sie. Hann weist nur rein qualitativ (aus den Vorzeichen von $p_2$ und $q_2$) eine Verspätung von $A_2$ nach. Daß die Zahlenergebnisse nicht stimmen, erklärt er damit, daß der tägliche Temperaturgang, erzeugt durch Konvektion vom Boden aus, nicht so hoch in die freie Atmosphäre hinaufreicht, und daß infolgedessen die berechnete mittlere tägliche Temperaturschwankung der Luftschicht unter dem Sonnblick falsch ist. Aber selbst bei der Annahme, daß nur die Hälfte der „thermischen Druckschwankung" zur Wirkung kommt, ist der daraus berechnete Luftdruckgang am Sonnblick noch immer nicht reell, die Amplitude ist viel zu groß. Hier scheint mir der schwache Punkt dieser Erklärungsart zu liegen. Wenn die Vermutung zutrifft, daß die Verspätung von $A_2$ bis in große Höhen anhält, daß $A_2$ etwa bei 35 km bis auf 65 ° abgenommen hat, so kann für die Verspätung der Phase des halbtägigen Luftdruckgliedes in so großen Höhen wohl nicht mehr die „thermische Druckschwankung" der darunter liegenden Schichten zur Erklärung herangezogen werden; denn soviel man bisher weiß, ist der tägliche Temperaturgang in diesem Bereich der Stratosphäre praktisch gleich Null. Für geringere Höhen-

intervalle, die noch im Gebiet der Konvektion liegen, also z. B. Paris-Eiffelturm und dergl., trifft Hanns Erklärung zu. Wenn man aber den oben dargelegten Zusammenhang zwischen der doppelten täglichen Luftdruckschwankung und der täglichen Variation der erdmagnetischen Elemente annimmt, muß es außerdem noch eine „universelle" Ursache für die Phasenverspätung geben, die für die gesamte freie Atmosphäre gilt und in deren alleruntersten Schichten sich zufällig mit Hanns Erklärung deckt. Vielleicht kann man als Ursache in diesem Sinne die Abnahme der Luftdichte mit der Höhe ansehen.

Wir wollen uns nun noch dem dritteltägigen Glied der täglichen Luftdruckschwankung zuwenden. Hierüber ist eigentlich ziemlich wenig zu sagen; die absoluten Beträge sind recht klein, infolgedessen kann man auch keine große Genauigkeit verlangen. Beim Einzeichnen der Fehlerkreise ergibt sich z. B. in allen drei Jahreszeiten, daß sich diese oft gegenseitig schneiden; mehrfach liegt sogar ein Wert innerhalb des Fehlerkreises des anderen, manchmal liegen sogar drei Werte in einem Fehlerkreis (z. B. im Winter). — Das Auffallendste an den jahreszeitlichen Änderungen ist das Umschlagen des Phasenwinkels vom Winter zum Sommer um 180 °, eine Eigenschaft, die übrigens das dritteltägige Temperaturglied ebenfalls besitzt, wie wir noch später sehen werden, und die auf die enge Verknüpfung der beiden Schwingungen miteinander hinweist. Sonst ist eigentlich nur noch eine Abnahme der Amplitude $a_3$ mit der Höhe festzustellen; allerdings macht hiervon der Sommer eine Ausnahme, indem diese Verkleinerung erst in Höhen von 2500 m aufwärts einsetzt. Doch muß nochmals betont werden, daß man beim dritteltägigen Glied keine großen Ansprüche an die Genauigkeit stellen darf, beträgt doch beispielsweise die ganze Zunahme von $a_3$ im Sommer zwischen 500 und 2500 m nur 0,007 mm. — Über die Amplitude ist allgemein noch zu bemerken, daß sie im Sommer und Winter ihr Maximum, in den Äquinoktien ihr Minimum erreicht; das gilt im wesentlichen für alle hier betrachteten Höhenstufen.

## Der tägliche Temperaturgang in der freien Atmosphäre.

Nachdem wir im vorigen gesehen haben, wie sich der tägliche Luftdruckgang mit der Höhe ändert, wollen wir uns nun dem täg-

lichen Temperaturgang zuwenden. Um diesen für die verschiedenen Höhenstufen aus den Luftdruckwerten abzuleiten, benutzten wir eine Gleichung von H. Hergesell [9], die auf der barometrischen Höhenformel beruht. Wie schon A. Wagner in seiner Untersuchung über die Sommermonate nachgewiesen hat, sind die beiden, zur Anwendung der barometrischen Höhenformel notwendigen Bedingungen in unserem Falle erfüllt (1. Der tägliche Luftdruckgang an der höheren Station repräsentiert auch die Druckverhältnisse im gleichen Niveau vertikal über der unteren Station. 2. Von der Existenz eines vertikalen Druckgradienten kann abgesehen werden). Die von uns benutzte Gleichung lautet nun:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta b}{b} + \frac{R T}{b} \cdot \frac{d \Delta b}{dh}$$

Hierin bedeuten $\triangle$ b und $\triangle$ T die Abweichungen von Druck und Temperatur vom Tagesmittel, also den täglichen Druck- und Temperaturgang, R die Gaskonstante (gleich 29,3 m.grad $^{-1}$) und $\frac{d \triangle b}{dh}$ die Änderung des Luftdruckgangs mit der Höhe.

Soll diese Gleichung nun erfüllt sein, so müssen fallweise $\triangle$ b und $\triangle$ T durch die entsprechenden Koeffizienten p und q der Sinusreihen des täglichen Luftdruck- und Temperaturganges ersetzt werden können. Man kann natürlich auch a und A der Teilperioden des Luftdruckganges zur Berechnung des Temperaturganges benutzen, nur wird dann die Rechnung komplizierter und — z. B. infolge Umschlagens der Phase zwischen zwei Höhenstufen — auch ungenauer. Da das 2. Glied auf der rechten Seite der Gleichung in den meisten Fällen den größten Einfluß hat, muß also der Neigungswinkel der Kurven in den Figuren 1—9 so genau wie möglich gemessen werden. Die genaue Führung der Kurven konnte nun so festgelegt werden, daß sich aus ihnen zugleich eine möglichst gleichmäßige Änderung des täglichen Temperaturganges mit der Höhe ergab. Doch waren nur vereinzelt Änderungen nötig, und diese waren noch dazu so geringfügig, daß man am Aussehen der Kurven ohne Meßinstrumente wohl kaum eine Veränderung hätte feststellen können. Einzig und allein der Verlauf der Kurven in 500 m Höhe wurde mit Hilfe des aus einer 10jährigen Reihe berechneten täglichen Temperaturganges von München genauer bestimmt, um wenigstens für den Anfang einen Anhalt zu haben.

In den Tabellen 7—9 sind nun die Ergebnisse der Rechnung nach der Hergesell'schen Formel für die einzelnen Jahreszeiten zusammengestellt. Nur ein paar Worte über die darin enthaltenen Zahlenwerte:

Betrachten wir zunächst Tabelle 7, die die Wintermonate umfaßt. Die Amplitude des ganztägigen Gliedes nimmt zwischen 500 und 1000 m sehr stark ab, jedenfalls bedeutend mehr als in den weiteren Höhenstufen darüber. Damit verbunden ist eine mit der Höhe allmählich abnehmende Verspätung des Phasenwinkels $A_1$, die

Tabelle 7.

**Koeffizienten des tägl. Temperaturganges, 0,01 ° C, Winter.**

| h | 500 | 1000 | 1500 | 2000 | 2500 | 3000 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $p_1$ | —145 | —2 | 5 | 9 | 10 | 13 |
| $q_1$ | —111 | —27 | —21 | —20 | —17 | —16 |
| $p_2$ | 62 | 8 | 5 | 4 | 4 | 4 |
| $q_2$ | 48 | 9 | 7 | 2 | 2 | —1 |
| $p_3$ | —20 | —5 | —1 | 1 | 1 | —5 |
| $q_3$ | —9 | —10 | —6 | —3 | 3 | —2 |
| $a_1$ | 183 | 27 | 21 | 22 | 20 | 20 |
| $A_1$ | 233° | 185° | 165° | 155° | 148° | 141° |
| $a_2$ | 78 | 13 | 8 | 5 | 4 | 4 |
| $A_2$ | 53° | 42° | 36° | 68° | 67° | 110° |
| $a_3$ | 22 | 12 | 6 | 3 | 4 | 6 |
| $A_3$ | 245° | 208° | 189° | 152° | 14° | 251° |

Tabelle 8.

**Koeffizienten des tägl. Temperaturganges, 0,01 ° C, Äquinoktien.**

| h | 500 | 1000 | 1500 | 2000 | 2500 | 3000 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $p_1$ | —292 | —1 | 0 | 3 | 12 | 11 |
| $q_1$ | —226 | —81 | —66 | —46 | —34 | —25 |
| $p_2$ | 77 | 11 | 8 | 5 | 4 | 3 |
| $q_2$ | 45 | 20 | 17 | 16 | 15 | 12 |
| $p_3$ | 7 | 6 | 3 | 0 | —4 | —9 |
| $q_3$ | 18 | —3 | —8 | —10 | —13 | —20 |
| $a_1$ | 370 | 81 | 66 | 46 | 36 | 28 |
| $A_1$ | 232° | 180° | 180° | 176° | 160° | 156° |
| $a_2$ | 89 | 23 | 19 | 17 | 16 | 12 |
| $A_2$ | 60° | 30° | 25° | 19° | 14° | 13° |
| $a_3$ | 19 | 7 | 8 | 10 | 13 | 22 |
| $A_3$ | 22° | 117° | 157° | 179° | 197° | 205° |

Tabelle 9.

**Koeffizienten des tägl. Temperaturganges, 0,01 ° C, Sommer.**

| h | 500 | 1000 | 1500 | 2000 | 2500 | 3000 | 3500 | 4000 | 4500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $p_1$ | —378 | —28 | —5 | 7 | 5 | 1 | —4 | —8 | —13 |
| $q_1$ | —260 | —114 | —82 | —74 | —61 | —52 | —45 | —42 | —42 |
| $p_2$ | 30 | 11 | 7 | 5 | 4 | 4 | 3 | 3 | 4 |
| $q_2$ | —3 | 16 | 17 | 17 | 17 | 18 | 16 | 14 | 13 |
| $p_3$ | 39 | 5 | 2 | 0 | —1 | —4 | —8 | —10 | —12 |
| $q_3$ | 29 | —1 | —3 | —3 | —1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| $a_1$ | 458 | 117 | 82 | 74 | 61 | 52 | 45 | 43 | 44 |
| $A_1$ | 236° | 194° | 184° | 181° | 173° | 177° | 185° | 191° | 198° |
| $a_2$ | 30 | 19 | 18 | 18 | 18 | 18 | 16 | 14 | 14 |
| $A_2$ | 95° | 55° | 22° | 16° | 14° | 11° | 12° | 11° | 15° |
| $a_3$ | 49 | 5 | 3 | 3 | 2 | 4 | 9 | 11 | 13 |
| $A_3$ | 53° | 107° | 153° | 171° | 223° | 300° | 291° | 294° | 294° |

ihren größten Betrag aber ebenfalls in der Luftschicht zwischen 500 und 1000 m erreicht. — Auch das halbtägige Temperaturglied zeigt eine Abnahme seiner Amplitude mit der Höhe, die in der untersten Höhenstufe am größten ist. Der Phasenwinkel $A_2$ dagegen verspätet sich zuerst und verfrüht sich in größeren Höhen. — Dem dritteltägigen Glied ist nur geringe Bedeutung zuzumessen, weshalb hier noch nicht näher darauf eingegangen werden soll.

Die Äquinoktien zeigen im wesentlichen dasselbe Bild: Hier ist eine noch stärkere Abnahme der Amplitude $a_1$ des ganztägigen Gliedes festzustellen wie im Winter, was ja durchaus zu erwarten ist. Das Verhalten des Phasenwinkels $A_1$ ist unverändert, er verspätet sich mit zunehmender Höhe. — Das halbtägige Glied zeigt ebenfalls eine Verkleinerung der Amplitude $a_2$ und eine Verspätung des Phasenwinkels.

Auch die Verhältnisse im Sommer sind fast die gleichen wie in den übrigen Jahreszeiten: $a_1$ nimmt mit der Höhe ab, $A_1$ verspätet sich ,doch scheint von 2500 m Höhe aufwärts eine Verfrühung vorzuliegen. Fast ebenso verhält sich das halbtägige Glied: Auch hier scheint sich die Phase in größeren Höhen wieder zu verfrühen.

Schon beim täglichen Luftdruckgang hatte ich auf die Darstellung der einzelnen Perioden durch eine „Periodenuhr" hingewiesen. Dies wollen wir auch hier durchführen: In den Fig. 12 und 13 ist die Änderung des täglichen Temperaturganges mit der Höhe dargestellt,

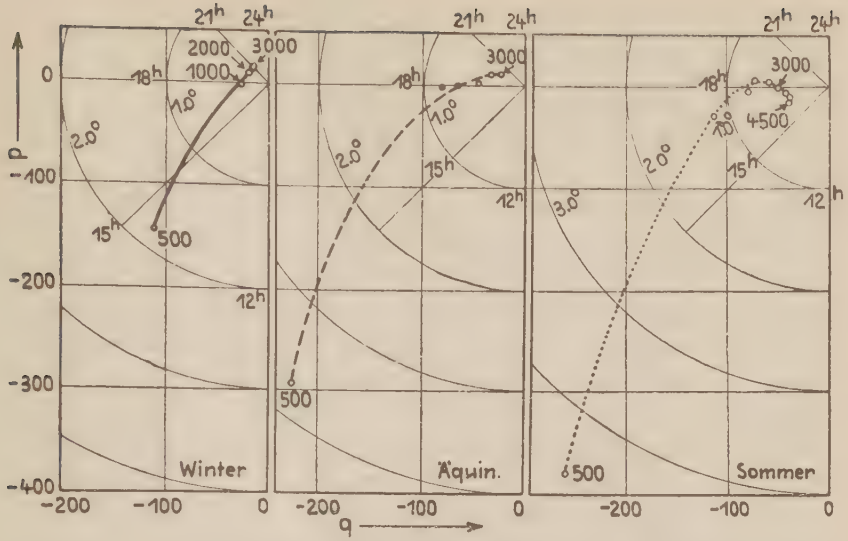



Fig. 12: Änderung des täglichen Temperaturganges mit der Höhe, ganztägiges Glied.

und zwar für das ganz- und das halbtägige Glied. Wir wollen bei der Besprechung dieser Kurven wieder genau so verfahren wie beim Luftdruck.

Betrachten wir deshalb zunächst das ganztägige Glied und seine Veränderungen im Laufe des Jahres (Fig. 12). — In allen drei Jahreszeiten ist die Abnahme der Amplitude $a_1$ zwischen 500 und 1000 m sehr groß; in 1000 m ist sie nur noch ein Bruchteil des Wertes in 500 m Höhe, was hier also dem Erdboden entspricht. Gehen wir noch höher hinauf, so wird sie noch kleiner. Damit eng verbunden ist eine mit zunehmender Höhe immer größer werdende Verspätung des Phasenwinkels. Überhaupt sind die einzelnen Werte so angeordnet, daß sie ungefähr auf einer logarithmischen Spirale zu liegen scheinen, die einem Mittelpunkt zustrebt; besonders gut sieht man das beim Sommer. Wenn die Kurve genau einer logarithmischen Spirale entspräche, könnte man — wie W. Schmidt zuerst gezeigt hat [13] — den täglichen Temperaturgang in der Höhe einfach in ein von der Höhe unabhängiges Strahlungsglied und in ein Leitungsglied zerlegen. Das Strahlungsglied wäre dann durch den Mittelpunkt der Spirale dargestellt, während das veränderliche

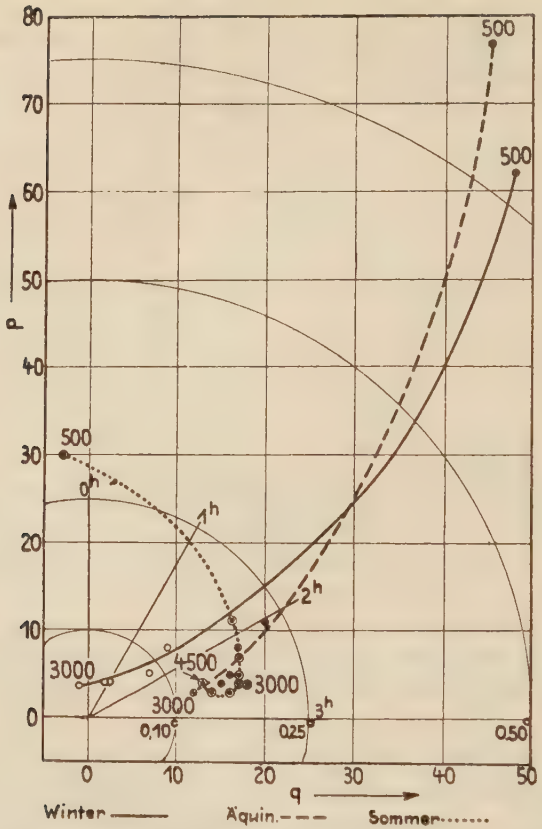



Fig. 13: Änderung des täglichen Temperaturganges mit der Höhe, halbtägiges Glied.

Leitungsglied durch die Spirale selbst gegeben ist. Nun ist das Strahlungsglied in Wirklichkeit allerdings nicht konstant, es wird vielmehr im großen und ganzen mit der Höhe abnehmen, entsprechend dem geringeren Gehalt der Luft an Staub und Wasserdampf. Wie bereits A. Wagner [16] erwähnt hat, verschiebt sich dann der Konvergenzpunkt der Spirale mit zunehmender Höhe gegen den Nullpunkt; infolgedessen wird die Spirale eine gestreckte Form annehmen, was ja mit den Beobachtungstatsachen sehr gut übereinstimmt. Für Diskussionszwecke jedoch darf diese Inkonstanz des Strahlungsgliedes ruhig vernachlässigt werden. — Dann können

wir aus dem Verlauf des Leitungsgliedes folgende Schlüsse auf den Austausch ziehen, der durch turbulente Luftbewegung die höheren Luftschichten erwärmt: Der Austausch ist nicht konstant in den Schichten zwischen dem Boden (500 m) und 3000 m. Vielmehr nimmt er entgegen der Meinung W. Schmidts mit der Höhe zu. Im Sommer wird er nach den Untersuchungen von A. Wagner erst über 2500 m, also der mittleren Kammhöhe der Alpen kleiner, im Winter und in den Äquinoktien scheint die Schicht, oberhalb derer er wieder abnimmt, noch über 3000 m zu liegen. Doch ist dies nur eine Schätzung, da die Kurven in diesen Jahreszeiten nur bis 3000 m hinaufreichen und es nicht gestatten, wie im Sommer mit annehmbarer Genauigkeit das Strahlungsglied festzulegen; sicher ist jedoch die eine Tatsache, daß der Austausch zum mindesten in den Schichten bis 2000 m zunimmt. Die Ursache hiervon kann man in der „Kaminwirkung" der Alpen annehmen. — Ferner kann man den Kurven noch entnehmen, daß die Erwärmung durch Strahlung vom Winter zum Sommer zunimmt, doch ist dies ja eine Selbstverständlichkeit.

Wenden wir uns nunmehr dem halbtägigen Glied zu. Hier können wir hinsichtlich des Austausches dieselben Feststellungen machen wie beim ganztägigen Glied, auch hier wird er mit zunehmender Höhe größer. Zahlenmäßig läßt er sich jedoch auch nur im Sommer erfassen, und für diese Jahreszeit hat schon A. Wagner nachgewiesen, daß er in größeren Höhen wieder kleiner wird. In Übereinstimmung mit A. Wagner sei an dieser Stelle noch folgende Berichtigung eingeschaltet: In seiner schon mehrfach zitierten Arbeit [16] ist auf Seite 326 in Fig. 5, die die doppelte tägliche Temperaturschwankung im Sommer darstellt, die Kurve um 5 mm nach unten zu verschieben, damit die Werte mit denen in Text und Tabellen übereinstimmen. — Der Verlauf der Kurven, besonders der Sommerkurve, ist recht eigenartig: Besonders auffallend ist die Lage des Bodenwertes 500 m, bei dem die Phase im Sommer um 42°, also um fast 1½ Stunden gegenüber dem Winter verfrüht ist. — Ferner machen wir die Feststellung, daß die Amplitude des halbtägigen Gliedes in den Äquinoktien am größten ist; sie verhält sich also genau so wie die halbtägige Luftdruckschwankung, woraus man wieder den Zusammenhang dieser beiden Perioden miteinander ersehen kann. Dieser Umstand hat ja schließlich auch u. a. zur

Erklärung der halbtägigen Luftdruckschwankung durch Lord Kelvin und Margules geführt.

Recht unregelmäßig ist das Verhalten des dritteltägigen Gliedes des täglichen Temperaturganges: Während sich der Phasenwinkel $A_3$ im Sommer und auch noch in den Äquinoktien mit zunehmender Höhe gegenüber dem Boden verfrüht, ist im Winter gerade das Gegenteil der Fall. — Die Amplitude nimmt anfänglich mit der Höhe ab, später aber wieder zu (in den Äquinoktien scheint sie sogar in großen Höhen größer zu sein als am Boden: 3000 m: $a_3 = 22.10^{-2}$ °, 500 m: $a_3 = 19.10^{-2}$ °). Ihre Maxima erreicht sie im Winter und im Sommer. Auch hier zeigt sich wieder die Parallele zur dritteltägigen täglichen Luftdruckschwankung, die ja Bartels als eine reine Temperaturwirkung erklärt; die Phasenwinkel beider Perioden drehen vom Winter zum Sommer um 180 ° zurück. So ist dann auch die spitzere Form des mittäglichen Temperaturmaximums im Winter, die breitere im Sommer zu erklären: Im Winter fällt ein Maximum, im Sommer ein Minimum der achtstündigen Temperaturwelle mit dem Maximum des unzerlegten täglichen Temperaturganges zusammen.

Bei dieser Gelegenheit will ich noch kurz auf die Ergebnisse der in der Einleitung erwähnten Arbeiten von Reger und Hergesell über den täglichen Temperaturgang in der freien Atmosphäre eingehen, die auf aerologischem Material beruhen: Bei Reger [12] zeigte sich ein Überwiegen des halbtägigen, bei Hergesell [10] sogar ein Überwiegen des dritteltägigen Gliedes in größeren Höhen. Unser Ergebnis ist ein wesentlich anderes: In allen untersuchten Höhen und zu jeder Jahreszeit ist im täglichen Temperaturgang das ganztägige Glied das dominierende. Überhaupt darf man wohl annehmen, daß der tägliche Temperaturgang bis zu den größten Höhen hinauf im wesentlichen eine einfache Welle ist. Dem etwaigen Anwachsen des zweiten und dritten Gliedes ist wohl keine große Bedeutung zuzumessen; wahrscheinlich ist dieser Umstand nur auf Fehlerhaftigkeit zurückzuführen, zumal es sich meistens lediglich um ganz geringe Beträge handelt. Wir haben m. E. eigentlich auch keinen Grund zur Annahme eines täglichen Temperaturganges mit mehr als einem Maximum: Infolge Sonnenstrahlung kann — auch bei Überlagerung zweier Wellen — nur ein einfacher Temperaturgang entstehen, ebenso durch Advektion, wenn man die übliche tägliche Drehung des

Windes zugrunde legt. Wahrscheinlich wird die tägliche Erwärmung der freien Atmosphäre oberhalb des Konvektionsbereiches hauptsächlich auf die Strahlung zurückzuführen sein. Dabei wird der Übergang vom Gebiet mit überwiegender Konvektionserwärmung zum Gebiet mit überwiegender Strahlungserwärmung ein allmählicher sein.

Hergesell erklärt das Dominieren des dritteltägigen Gliedes mit Advektion, wobei er von Windrosentemperaturen ausgeht, die R. Fischli in einer 1909 im Lindenberger Jahrbuch erschienenen Arbeit veröffentlicht hat. Diese beziehen sich aber hauptsächlich nur auf die Zeit von 8—9 Uhr. Aus diesem Grunde kann man m. E. diese Temperaturen nicht zur Berechnung des täglichen Temperaturganges von 0—24 Uhr zu seiner Erklärung durch die Advektion benutzen, da gerade zu dieser Tageszeit wohl die mittleren atmosphärischen Verhältnisse durch den allgemeinen Erwärmungsvorgang sehr stark gestört sind.

Hiermit bin ich am Ende meiner Arbeit angelangt. Bei dieser Gelegenheit möchte ich nicht versäumen, Herrn Professor A. Wagner-Innsbruck für seine allzeit rege Anteilnahme und Unterstützung meinen ergebensten Dank auszusprechen. — Zweifellos ist eine Untersuchung, die sich nur auf ganze Jahreszeiten erstreckt, nicht das Ideal. Aber vorläufig sind wir noch nicht so weit, um für jeden Monat in jeder Höhe, natürlich auch noch in größeren als den hier behandelten, den täglichen Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre abzuleiten. Hierzu würde man bedeutend längere Reihen brauchen, als wie sie bisher von den geeigneten Stationen vorliegen. Und es wird wohl noch eine ganze Weile dauern, bis wir an diese Arbeit herangehen können. Solange müssen wir uns mit Untersuchungen von der Art der vorliegenden zufrieden geben, wobei man sich aber stets vor Augen halten muß, daß sie die notwendige Vorarbeit für spätere Forschungen darstellen.

## Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß der tägliche Luftdruckgang auf Berggipfeln, die vollkommen freie und ungehinderte Verbindung mit der Luft über der Ebene haben, derselbe ist wie im gleichen Niveau in der freien Atmosphäre über der Ebene; eine lokale Beeinflussung des gesamten Luftdruckganges, wie sie J. v. Hann vermutet hat, besteht nicht. Mit Hilfe von Luftdruckregistrierungen an 8 Höhenstationen wird der tägliche Luftdruckgang in der freien Atmosphäre, die die Alpen umgibt, berechnet, harmonisch analysiert und diskutiert. Es ergibt sich, daß die jahreszeitlichen Veränderungen der einzelnen Teilperioden in allen Höhen im wesentlichen dieselben sind wie am Boden. Einige Einzelheiten werden näher untersucht, z. B. die Änderung des ganztägigen Gliedes mit der Höhe und die Phasenverspätung des halbtägigen Gliedes. Letztere scheint nicht nur eine Folge der „thermischen Druckschwankung", also eine Eigenschaft der untersten Luftschichten zu sein, sondern es handelt sich hier wahrscheinlich um eine ganz universelle Erscheinung der gesamten Atmosphäre, mit der die tägliche Variation der erdmagnetischen Elemente in Zusammenhang steht. — Mit Hilfe einer Formel von H. Hergesell wird aus dem täglichen Luftdruckgang der tägliche Temperaturgang in der freien Atmosphäre berechnet. Es ergibt sich hierbei, daß in allen Höhen die einfache Welle die Haupterscheinung ist. Die Erwärmung der freien Atmosphäre erfolgt in den unteren Schichten überwiegend durch Konvektion, in den obersten fast nur durch Strahlung. Der Austausch ist nicht konstant, sondern nimmt, wenigstens bis 2000 m, mit der Höhe zu; vielleicht aber ist das eine Wirkung der Alpen und gilt nur für die freie Atmosphäre, die diese umgibt.

## Literatur.


1. J. Bartels, Gezeitenschwingungen der Atmosphäre; Handbuch der Experimentalphysik, Bd. XXV, Geophysik I.
2. — Periodische Variationen. Aktivität; ebendort, S. 624 ff.
3. R. Dietzius, Ebbe und Flut im Meer und in der Luft; Das Wetter, 1921, S. 139 ff.
4. J. von Hann, Lehrbuch der Meteorologie.
5. — Untersuchungen über die tägliche Oscillation des Barometers; Denkschriften der Akademie d. W. Wien, 1889.
6. — Weitere Untersuchungen über die tägliche Oscillation des Barometers; Denkschriften der Akademie d. W. Wien, 1892.
7. — Untersuchungen über die tägliche Oscillation des Barometers III, Die dritteltägige (achtstündige) Luftdruckschwankung; Denkschriften der Akademie d. W. Wien, 1917.
8. — Beiträge zum täglichen Gange der meteorologischen Elemente in den höheren Luftschichten; Sitzungsberichte der Akademie d. W. Wien, C III, 1894.
9. H. Hergesell, Der tägliche Gang des Luftdruckes und der Temperatur in der freien Atmosphäre; Meteorologische Zeitschrift, 1919.
10. — Der tägliche Gang der Temperatur in der freien Atmosphäre über Lindenberg; Arbeiten des Preuß. Aeronautischen Observatoriums Lindenberg, Bd. XIV, 1922.
11. Lord Kelvin, Proc. Roy. Soc. Edinburgh XI, 1882; der betr. Absatz ist übersetzt in „Die Naturwissenschaften", Bd. XV, 1927, S. 862.
12. J. Reger, Täglicher Temperaturgang in der freien Atmosphäre und doppelte Luftdruckschwankung; Arbeiten des Preuß. Aeronautischen Observatoriums Lindenberg, Bd. VIII, 1912.
13. W. Schmidt, Wirkungen des Luftaustausches auf das Klima und den täglichen Gang der Lufttemperatur in der Höhe; Sitzungsberichte der Akademie d. W. Wien, Abt. II a, 1918.
14. R. Spitaler, Eine neue Theorie der täglichen Luftdruckschwankung; Annalen der Hydrographie ..., 1921.
15. W. Trabert, Die Theorie der täglichen Luftdruckschwankung von Margules und die tägliche Oscillation der Luftmassen; Meteorologische Zeitschrift, 1903.
16. A. Wagner, Der tägliche Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre und in Gebirgstälern; Gerlands Beiträge zur Geophysik, Bd. XXXVII, 1932.

## Lebenslauf.

Am 1. Juni 1911 wurde ich, Helmut Stapf, als Sohn des Baumeisters Otto Stapf und seiner Ehefrau Liesbeth, geb. Kolhoff, in Berlin geboren. Von Michaelis 1917 ab besuchte ich die Hohenzollernschule (Oberreal-Abteilung) zu Berlin-Schöneberg, die ich am 6. März 1929 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Vom Sommer-Semester 1929 ab studierte ich an den Universitäten zu Berlin und Innsbruck Meteorologie, Ozeanographie, Physik, Geographie, Mathematik und Philosophie. Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: in Berlin: Bieberbach, Defant, Feigl, von Ficker, Hettner, Hochstetter, Kähler, Knoch, König, Krebs, Marcuse, Nernst, Robitzsch, Rühl, E. Schmidt, Schrödinger, Schur, Sommer, Wehnelt; in Innsbruck: V. F. Heß, Kastil, von Klebelsberg, Lerch, March, H. Schatz, Strohal, Tagger, Vietoris, A. Wagner und Zindler.

Allen meinen verehrten Lehrern schulde ich aufrichtigen Dank, insbesondere den Herren Professoren H. von Ficker und A. Wagner.